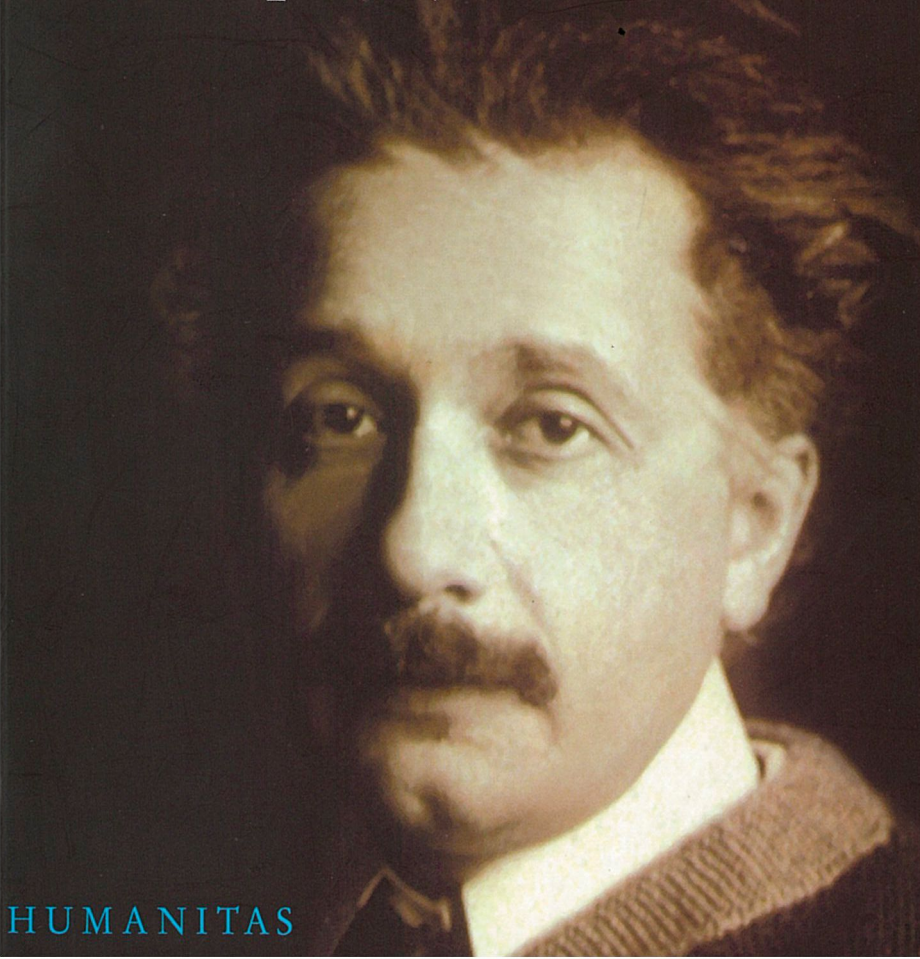


ALBERT EINSTEIN

Teoria relativității
pe înțelesul tuturor



HUMANITAS

ALBERT EINSTEIN s-a născut la Ulm în Germania, la 14 martie 1879. A studiat matematică și fizică la Școala Politehnică Federală din Zürich între 1896 și 1900. În anii 1902–1908 a lucrat ca expert la Oficiul Federal de Patente din Berna și a publicat lucrări ce au atras atenția lumii științifice, printre care prima lucrare despre teoria specială a relativității în 1905. În anii 1908–1914 a fost profesor de fizică teoretică la universitățile din Berna, Zürich și Praga. În 1913 este ales membru al Academiei Prusiene de Științe și numit director al Institutului de Fizică al Societății „Împăratul Wilhelm” din Berlin, funcție pe care o păstrează până în 1933. După publicarea teoriei generale a relativității în anii primului război mondial și confirmarea uneia dintre predicțiile ei de către expediția astronomică a Societății Regale de Științe din Londra (1919), devine cel mai cunoscut om de știință al vremii sale. Odată cu instaurarea regimului național-socialist, Einstein își dă demisia din Academia Prusacă de Științe și părăsește definitiv Germania, stabilindu-se la Princeton, în Statele Unite ale Americii. În ultima parte a vieții, Einstein este recunoscut nu numai drept cea mai mare autoritate din fizica teoretică, ci și ca un mare umanist care încorporează în mod exemplar prin acțiunea lui socială și culturală, prin luările sale de poziție în problemele vieții publice spiritul libertății, al justiției sociale, respectul pentru demnitatea ființei umane. Moare la 18 aprilie 1955, la 76 de ani.

Scrierile de interes general ale lui Einstein sunt reunite în două volume: *Mein Weltbild* (1931) și *Out of my Later Years* (1950). În 1917, Einstein publică prima expunere a teoriei speciale și generale a relativității „pe înțelesul tuturor”.

ALBERT EINSTEIN

TEORIA RELATIVITĂȚII PE ÎNȚELESUL TUTUROR

Traducere din germană de
ILIE PÂRVU



HUMANITAS
BUCUREȘTI

Redactor: Vlad Zografi
Coperta: Ioana Dragomirescu Mardare
Corector: Maria Nicolau

Tipărit la „Pro Editură și Tipografie”

Allgemeinverständliche Relativitätstheorie
© The Hebrew University of Jerusalem

© HUMANITAS, 2005, 2006, 2008, 2010
pentru prezenta versiune românească

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale a României

EINSTEIN, ALBERT

Teoria relativității pe înțelesul tuturor / Albert Einstein;
trad. Ilie Pârvu – București: Humanitas, 2010

ISBN 978-973-50-2783-4

I. Pârvu, Ilie (trad.)

530.12

EDITURA HUMANITAS

Piața Presei Libere 1, 013701 București, România
tel. 021/408 83 50, fax 021/408 83 51
www.humanitas.ro

Comenzi Carte prin poștă: tel. / fax 021/311 23 30
C. P. C. E. – CP 14, București
e-mail: cpp@humanitas.ro
www.libhumanitas.ro

CUVÂNT ÎNAINTE

Scopul acestei mici cărți este de a înlesni înțelegerea cât mai exactă a teoriei relativității pentru cei care se interesează din perspectivă general-științifică, filozofică, de teorie, dar nu stăpânesc aparatul matematic al fizicii teoretice.* Lectura ei presupune o anume maturitate de gândire și, în ciuda numărului mic de pagini, pretinde din partea cititorului multă răbdare și voință. Autorul și-a dat toată silința să prezinte ideile fundamentale cât mai clar și simplu cu putință, în ordinea și în conexiunea în care au apărut. În interesul clarității expunerii m-am văzut nevoit să mă repet adesea, fără a mai ține cont

* Fundamentele matematice ale teoriei speciale a relativității pot fi găsite în lucrările originale ale lui H.A. Lorentz, A. Einstein, H. Minkowski apărute în editura B.G. Teubner în colecția de monografii *Fortschritte der Mathematischen Wissenschaften* cu titlul *Das Relativitätsprinzip*, precum și în cartea detaliată a lui M. Laue *Das Relativitätsprinzip* (editată de Fr. Vieweg & Sohn, Braunschweig). Teoria generală a relativității precum și instrumentele matematice ajutătoare ale teoriei invariantilor sunt tratate în broșura autorului *Die Grundlagen der allgemeinen Relativitätstheorie* (Joh. Ambr. Barth, 1916); această broșură presupune o cunoaștere aprofundată a teoriei speciale a relativității.

de eleganța expunerii. În această privință am ținut seama de sfatul teoreticianului de geniu L. Boltzmann, care spunea că eleganța trebuie lăsată în seama croitorilor și a cizmarilor. Nu cred că am ascuns cititorilor dificultățile ce țin de natura internă a problemei. Dimpotrivă, în mod intenționat am vitregit bazele fizice empirice ale teoriei, pentru ca cititorul neinițiat în fizică să nu fie împiedicat să vadă pădurea din cauza copacilor. Fie ca această mică lucrare să aducă cât mai multor oameni câteva ore plăcute de lectură stimulatoare!

Decembrie, 1916

Albert Einstein

Completare la ediția a treia

În acest an (1918) a apărut la editura Springer un excelent manual detaliat asupra teoriei generale a relativității pe care H. Weyl l-a editat sub titlul *Raum, Zeit, Materie*; îl recomandăm cu căldură matematicienilor și fizicienilor.

Partea întâi

DESPRE TEORIA SPECIALĂ
A RELATIVITĂȚII

1. Conținutul fizic al propozițiilor geometrice

Nu încapă nici o îndoială, iubite cititor, că, în tinerețe, ai cunoscut falnicul edificiu al geometriei euclidiene, iar amintirea acestei mărețe construcții, pe ale cărei trepte înalte ai fost purtat în nenumărate ore de studiu de profesori conștiincioși, îți inspiră mai mult respect decât plăcere; cu siguranță că această experiență din trecut te face să privești cu dispreț pe oricine ar îndrăzni să declare ca neadevărată chiar și cea mai neînsemnată propoziție a acestei științe. Dar acest sentiment de mândră certitudine te va părăsi de îndată ce vei fi întrebat: „Ce înțelegi prin afirmația că aceste propoziții sunt adevărate?” Iată o întrebare la care vrem să ne oprim puțin.

Geometria pornește de la anumite noțiuni fundamentale, cum sunt punctul, dreapta, planul, pe care suntem capabili să le corelăm cu reprezentări clare, și de la anumite propoziții simple (axiome), pe care suntem înclinați să le acceptăm ca „adevărate” pe baza acestor reprezentări. Toate celelalte

propoziții vor fi întemeiate, adică demonstrate pe baza unei metode logice, a cărei justificare suntem determinați s-o recunoaștem, pornind de la aceste axiome. O propoziție este corectă, respectiv „adevărată”, dacă poate fi dedusă din axiome în maniera recunoscută. Problema „adevărului” unor propoziții geometrice individuale conduce astfel înapoi la problema „adevărului” axiomelor. Se știe însă de multă vreme că această ultimă problemă nu este doar nerezolvabilă prin metodele geometriei; ea este, în general, fără sens. Nu ne putem întreba dacă este adevărat că prin două puncte poate trece numai o *singură* dreaptă. Putem doar spune că geometria euclidiană se ocupă cu figuri pe care ea le numește „drepte” și cărora le atribuie proprietatea de a fi determinate în întregime prin două puncte ce le aparțin. Conceptul de „adevăr” nu se potrivește enunțurilor geometriei pure, deoarece prin cuvântul „adevărat” desemnăm în ultimă instanță corespondența cu obiectele reale. Geometria însă nu se ocupă cu relația dintre conceptele ei și obiectele experienței, ci doar cu relațiile logice reciproce ale acestor concepte.

Este ușor însă de explicat de ce ne simțim totuși obligați să spunem că propozițiile geometriei sunt „adevărate”. Conceptelor geometrice le corespund mai mult sau mai puțin exact obiecte din natură, aceasta din urmă reprezentând singura cauză a generării lor. În încercarea de a conferi edificiului ei o cât mai mare coeziune logică, geometria se îndepărtează de această origine. Obişnuința, de

exemplu, de a defini o dreaptă prin două puncte marcate pe un singur corp practic rigid este profund înrădăcinată în felul nostru de a gândi. La fel, suntem obișnuiți să considerăm că trei puncte se află pe o linie dreaptă dacă putem face să treacă o rază vizuală prin aceste trei puncte alegând în mod convenabil punctul de vizare.

Dacă, urmând modul nostru obișnuit de a gândi, adăugăm propozițiilor geometriei euclidiene o singură propoziție care afirmă că la două puncte ale unui corp practic rigid corespunde întotdeauna aceeași distanță (măsurată în linie dreaptă), indiferent de modificările aduse poziției corpului, atunci propozițiile geometriei euclidiene devin propoziții ce se raportează la diverse poziții relative pe care le pot ocupa corpurile practic rigide.* Geometria astfel completată poate fi considerată o ramură a fizicii. Acum avem îndreptățirea să ne întrebăm asupra „adevărului” propozițiilor geometrice astfel interpretabile, deoarece ne putem întreba dacă ele corespund acelor lucruri reale pe care le-am pus în corespondență cu conceptele geometrice. Ceva mai puțin precis am putea spune că prin „adevărul” unei propoziții geometrice înțelegem faptul că ea conduce la o construcție posibilă cu rigla și compasul.

* Prin aceasta i se pune în corespondență liniei drepte un obiect natural. Trei puncte ale unui corp rigid A, B, C se află pe o linie dreaptă atunci când, date fiind punctele A și C , punctul B este astfel ales, încât suma distanțelor AB și BC să fie cea mai mică cu putință. Această indicație incompletă poate fi aici considerată ca suficientă.

Convingerea asupra „adevărului” propozițiilor geometrice în acest sens se întemeiază în mod natural exclusiv pe o experiență relativ imperfectă. Vom presupune pentru început adevărul propozițiilor geometriei pentru ca apoi, în ultima parte a considerațiilor noastre (privind teoria generală a relativității), să vedem că aceste adevăruri nu sunt absolute și să le precizăm limitele.

2. Sistemul de coordonate

Pe baza interpretării fizice a distanței pe care am indicat-o, suntem în măsură să stabilim prin măsurători distanța dintre două puncte ale unui corp rigid. Pentru aceasta avem nevoie de o linie (un etalon de măsură S) determinată o dată pentru totdeauna, care va fi folosită ca unitate de măsură. Dacă se dau două puncte A și B ale unui corp rigid, atunci linia dreaptă care le unește se poate construi după legile geometriei; apoi, pe această linie de legătură putem suprapune linia S pornind din A de atâtea ori până când se ajunge în B . Numărul repetărilor acestei suprapunerii va reprezenta măsura dreptei AB . Pe acest principiu se bazează orice măsurare a lungimii.

Orice descriere spațială a poziției unui fenomen sau obiect se bazează pe faptul că se indică un

* Aceasta presupune că măsurarea dă un număr întreg. De această dificultate ne eliberăm prin utilizarea unor etaloane fracționare a căror introducere nu pretinde o metodă principial nouă.

punct al unui corp rigid (sistem de referință) cu care acel fenomen coincide. Acest lucru este valabil nu doar pentru descrierea științifică, ci și pentru viața cotidiană. Astfel, dacă vom analiza următoarea indicație privind locul „la Berlin, în piața Potsdam“, vom obține următoarea semnificație: corpul rigid este solul la care se referă indicația privind locul; pe el e marcat un punct purtând un nume, „Piața Potsdam din Berlin“, cu care coincide spațial fenomenul.

Acest mod elementar de a indica un loc nu poate servi decât pentru punctele de pe suprafața corpurilor rigide, fiind legat de existența unor puncte ale acestei suprafețe ce pot fi distinse reciproc. Să vedem cum se eliberează spiritul uman de aceste două limitări, fără ca esența indicării locului să se modifice. De exemplu, să presupunem că deasupra Pieței Potsdam plutește un nor; locul acestuia poate fi stabilit, în raport cu suprafața Pământului, ridicând în piață o prăjină care să ajungă până la nor. Lungimea prăjinii, măsurată cu etalonul, împreună cu indicarea locului piciorului acestei prăjini va reprezenta o indicație completă a poziției. Vedem din acest exemplu cum a fost perfecționată noțiunea de poziție:

* O cercetare mai adâncă a ceea ce înțelegem noi aici prin coincidență spațială nu e necesară, deoarece această noțiune este suficient de clară, încât, în cazuri reale particulare, nu ar putea să apară diferențe de opinie dacă această coincidență are loc sau nu.

a) se prelungește corpul rigid, la care se raportează indicația de poziție a obiectului, în așa fel încât obiectul ce urmează a fi localizat îl întâlnește într-un punct determinat;

b) se folosește, pentru stabilirea locului, numărul în locul numelor punctelor de reper (aici, lungimea prăjinii măsurate cu etalonul);

c) se vorbește de înălțimea norului chiar și atunci când nu există o prăjină care să-l poată atinge. În cazul nostru, se va evalua lungimea acestei prăjini care ar trebui confecționată pentru a atinge norul, prin observații optice asupra norului din diferite poziții de pe sol, ținând seama de proprietățile propagării luminii.

Din această examinare rezultă că, în descrierea poziției locului, ar fi avantajos dacă am reuși ca, prin folosirea numerelor indici, să devenim independenți de existența punctelor de reper dotate cu nume pe un corp rigid, ce servește ca sistem de referință. Acest obiectiv îl realizează fizica în măsurarea prin folosirea sistemului de coordonate cartezian.

Acesta constă din trei planuri rigide perpendiculare două câte două și legate de un corp rigid. Locul unui eveniment oarecare în raport cu sistemul de coordonate va fi (în mod esențial) descris prin indicarea lungimii a trei perpendiculare sau coordonate (x, y, z) (vezi fig. 2, p. 36) care pot fi duse în acest punct pe cele trei planuri considerate. Lungimile acestor trei perpendiculare pot fi determinate prin manevrarea liniei etalon rigide conform legilor și metodelor geometriei euclidiene.

În aplicații, nu se realizează în general cele trei planuri rigide ce constituie sistemul de coordonate; coordonatele nu se măsoară nici ele cu ajutorul etalonului rigid, ci se determină indirect. Sensul fizic al indicației de poziție nu va trebui întotdeauna căutat în direcția explicațiilor de mai sus, dacă vrem ca rezultatele fizicii și astronomiei să nu devină obscure.

Din cele de mai sus rezultă deci următoarele: orice descriere spațială a fenomenelor se folosește de un corp rigid la care se vor raporta spațial fenomenele; această raportare presupune valabilitatea legilor geometriei euclidiene pentru „liniile drepte”, „linia dreaptă” fiind reprezentată fizic prin două puncte marcate pe un corp rigid.

3. Spațiul și timpul în mecanica clasică

Dacă formulăm obiectivul mecanicii — fără explicații preliminare și considerații complicate — astfel: „mecanica trebuie să descrie schimbările de poziție ale corpurilor în spațiu în funcție de timp”, atunci vom comite o serie de păcate de moarte împotriva spiritului sfânt al clarității; aceste păcate vor fi imediat scoase la iveală.

Este neclar ce trebuie să se înțeleagă aici prin „loc” și „spațiu”. Să luăm un exemplu. De la fereastră unui vagon de tren în mișcare uniformă las să

* O perfecționare și o transformare a acestei concepții va fi necesară doar pentru teoria generală a relativității, care va fi tratată în a doua parte a lucrării.

cadă o piatră pe terasament fără a-i da un impuls. Făcând abstracție de rezistența aerului, voi vedea piatra căzând în linie dreaptă. Un pieton care, de pe o potecă laterală, vede fapta mea urâtă, observă că piatra cade pe pământ descriind o parabolă. Ne întrebăm: „locurile” pe care piatra le străbate se află „în realitate” pe o dreaptă sau pe o parabolă? Ce înseamnă aici mișcarea „în spațiu”? După remarcile din §2, răspunsul va fi de la sine înțeles. Mai întâi să lăsăm cu totul la o parte expresia vagă „spațiu”, prin care, să recunoaștem sincer, nu putem să gândim nimic precis; o vom înlocui prin „mișcare în raport cu un corp de referință practic rigid”. Locurile în raport cu un corp de referință (vagonul sau solul) au fost deja definite amănunțit în paragrafele anterioare. Dacă pentru „corp de referință” vom introduce conceptul util pentru descrierea matematică „sistem de coordonate”, vom putea spune: piatra descrie în raport cu sistemul de referință legat de vagon o dreaptă, iar în raport cu cel legat de sol o parabolă. Din acest exemplu se vede clar că nu putem vorbi de traiectorie* în sine, ci numai de traiectoria relativă la un sistem de referință.

O descriere *completă* a mișcării nu este dată până nu se indică modul în care corpul își modifică locul în funcție de timp. Cu alte cuvinte, pentru fiecare punct al traiectoriei trebuie să se indice momentul temporal în care corpul se află acolo.

* Se numește astfel curba de-a lungul căreia se desfășoară mișcarea corpului considerat.

Aceste indicații trebuie completate cu o asemenea definiție a timpului, încât aceste valori de timp să poată fi considerate, datorită acestei definiții, ca mărimi principal observabile (rezultate ale măsurărilor). Ne putem conforma acestei exigențe pentru exemplul nostru, în cadrul mecanicii clasice, în felul următor. Ne imaginăm două ceasornice absolut identice; pe unul dintre ele îl va observa omul de la fereastra trenului, iar pe altul omul de pe drumul lateral. Fiecare dintre cei doi, atunci când ceasornicul său indică o anumită oră, va determina poziția pietrei în raport cu sistemul său de referință. Vom renunța aici la luarea în considerare a inexactității care apare datorită caracterului finit al vitezei de propagare a luminii. Despre aceasta și despre a doua dificultate — care va trebui biruită aici — vom vorbi mai detaliat mai târziu.

4. Sistemul de coordonate galilean

Principiul mecanicii galileo-newtoniene, cunoscut sub denumirea de legea inerției, spune: un corp suficient de îndepărtat de alte corpuri își menține starea de repaus sau de mișcare uniform-rectilie. Această propoziție nu spune ceva doar despre mișcarea corpurilor, ci și despre sistemele de coordonate a căror utilizare este admisă în descrierea mecanică. Corpurile care se supun, desigur, cu un grad înalt de aproximare, legii inerției sunt stelele fixe observabile. Dar, în raport cu un sistem de coordonate legat rigid de Pământ, o stea

fixă descrie în cursul unei zile (astronomice) un cerc de rază extrem de mare, în contradicție cu principiul inerției. Pentru a putea menține acest principiu va trebui să raportăm mișcarea numai la sisteme de coordonate față de care stelele fixe nu se mișcă în cerc. Sistemul de coordonate, a cărui stare de mișcare este de așa natură încât în raport cu el este valabilă legea inerției, îl vom numi „sistem de coordonate galilean”. Numai pentru un sistem de coordonate galilean sunt valabile legile mecanicii galileo-newtoniene.

5. Principiul relativității (în sens restrâns)

Revenim, pentru o intuire mai bună a lucrurilor, la exemplul cu vagonul de tren care se mișcă cu o viteză uniformă. Mișcarea sa o vom numi translație uniformă („uniformă” deoarece viteza și direcția sa sunt constante; „translație” deoarece vagonul își modifică locul în raport cu terasamentul căii ferate, fără a face vreo mișcare de rotație). Să presupunem că un corb zboară în linie dreaptă și în mod uniform în raport cu un observator situat pe sol. Din punctul de vedere al unui observator din trenul aflat în mișcare, zborul lui va reprezenta o mișcare cu o altă viteză și altă direcție: dar este tot o mișcare rectilinie și uniformă. Exprimat în mod abstract: dacă o masă m se mișcă uniform și rectiliniu în raport cu un sistem de coordonate K , atunci ea se va mișca rectiliniu și uniform și în raport cu al doilea sistem de coordonate K' , atunci

când acesta din urmă are o mișcare de translație uniformă față de K . De aici decurge, având în vedere cele spuse și în paragrafele anterioare, că:

Dacă K este un sistem de coordonate galilean, atunci oricare alt sistem de coordonate K' va fi unul galilean dacă el se află față de K într-o stare de mișcare de translație uniformă. În raport cu K' legile mecanicii galileo-newtoniene sunt la fel de valabile ca și în raport cu K .

Vom face un pas mai departe în generalizare: dacă K' reprezintă un sistem de coordonate în mișcare uniformă și fără rotații în raport cu K , atunci fenomenele naturale se vor petrece în raport cu K' după aceleași legi generale ca și în raport cu K . Acest enunț îl vom numi „Principiul relativității” (în sens restrâns).

Atâta vreme cât domina convingerea că orice fenomen al naturii poate fi reprezentat cu ajutorul mecanicii clasice, nu se putea pune la îndoială validitatea acestui principiu al relativității. Cu noile dezvoltări ale electrodinamicii și opticii a devenit din ce în ce mai evident că mecanica clasică nu este suficientă ca bază a tuturor descrierilor fizice ale fenomenelor naturale. Atunci s-a pus sub semnul întrebării validitatea principiului relativității, nefiind exclusă posibilitatea ca răspunsul să fie unul negativ.

Oricum, există două fapte generale care pledează din capul locului în favoarea validității principiului relativității. Dacă mecanica clasică nu oferă o bază suficientă pentru explicarea teoretică a

tuturor fenomenelor fizice, trebuie totuși să-i recunoaștem un conținut de adevăr foarte important, deoarece ea descrie cu o precizie uimitoare mișcările reale ale corpurilor cerești. De aceea, și în domeniul mecanicii principiul relativității trebuie să fie valabil cu o mare exactitate. Faptul ca un principiu cu un grad atât de înalt de generalitate, care este valid cu o asemenea exactitate într-un domeniu de fenomene, să fi eșuat în alt domeniu de fenomene este *a priori* puțin probabil.

Al doilea argument, asupra căruia vom reveni mai târziu, este următorul. Dacă principiul relativității (în sens restrâns) n-ar fi valid, atunci sistemele de coordonate galileene K, K', K'' etc., care se mișcă unul față de altul uniform, n-ar mai fi echivalente pentru descrierea fenomenelor naturale. Ar trebui atunci să admitem că legile naturii se prezintă sub o formă deosebit de simplă și naturală dacă vom alege ca sistem de referință unul dintre toate acestea (K_0) aflat într-o stare determinată de mișcare. Pe acesta îl vom considera, pe bună dreptate (din cauza avantajelor sale pentru descrierea fenomenelor naturale) ca „absolut imobil”, celelalte sisteme galileene K fiind însă „în mișcare”. Dacă, de exemplu, terasamentul căii ferate ar reprezenta sistemul K_0 , atunci vagonul nostru de tren ar fi un sistem K în raport cu care ar trebui să fie valabile legi mai puțin simple decât cele definite în raport cu K_0 . Această simplitate redusă ar trebui pusă pe seama faptului că vagonul K se află în mișcare în raport cu K_0 (în mod „real”). În aceste

legi generale ale naturii formulate în raport cu K , mărimea și direcția vitezei de mișcare a vagonului trebuie să joace un rol. Ne vom aștepta, de exemplu, ca înălțimea tonului unui tub de orgă să fie diferită după cum axa acestui tub va fi paralelă sau perpendiculară pe direcția de mișcare a trenului. Dar Pământul, aflat în mișcare în raport cu Soarele, este comparabil cu un vagon care se deplasează cu o viteză de 30 km/s. Ar trebui deci să ne așteptăm, dacă admitem nevaliditatea principiului relativității, ca direcția din fiecare moment a mișcării Pământului să intervină în legile naturii, cu alte cuvinte ca sistemele fizice să depindă în comportamentul lor de orientarea spațială în raport cu Pământul. Dar, dat fiind că direcția vitezei mișcării de rotație a Pământului se schimbă constant în cursul anului, acesta nu poate fi considerat imobil în raport cu sistemul ipotetic K_0 nici un moment pe parcursul unui an întreg. Dar, cu toate strădaniile, nu s-a putut observa niciodată o asemenea anizotropie fizică a spațiului, adică o neechivalență fizică a diferitelor direcții. Acesta este un argument foarte puternic în favoarea principiului relativității.

6. Teorema compunerii vitezelor în mecanica clasică

Să presupunem iarăși că același tren se deplasează cu viteza constantă v . Într-un vagon, un om se deplasează în sensul lungimii vagonului și anume în aceeași direcție a mișcării trenului, cu viteza

w . Cât de repede, adică cu ce viteză W înaintează omul în raport cu terasamentul? Singurul răspuns posibil pare a decurge din observația următoare:

Dacă omul ar rămâne imobil timp de o secundă, în acest timp el s-ar deplasa în raport cu terasamentul cu o lungime v egală cu viteza trenului. Dar, în realitate, din cauza mișcării lui proprii, el parcurge în plus în această secundă în raport cu vagonul și, ca urmare, și în raport cu terasamentul, o lungime w egală cu viteza deplasării sale. În total, el parcurge deci în această secundă, în raport cu terasamentul, o lungime $W = v + w$.

Vom vedea mai târziu că acest raționament, care în mecanica clasică se numește „teorema de compunere a vitezelor”, nu este riguros și, ca urmare, această lege nu este verificată în realitate. Pentru moment vom accepta însă corectitudinea ei.

7. Incompatibilitatea aparentă a legii propagării luminii cu principiul relativității

Nu există o lege a fizicii mai simplă decât aceea după care se propagă lumina în spațiul vid. Orice elev știe, sau cred că știe, că această propagare se produce rectiliniu și cu o viteză $c = 300\,000$ km/s. În orice caz, noi știm în mod cert că această viteză este aceeași pentru toate culorile. Dacă n-ar fi astfel, atunci minimul strălucirii unei stele fixe în momentul eclipsării sale de către unul din sateliții ei nu s-ar mai observa simultan pentru toate cu-

lorile. Printr-un raționament asemănător privind observarea stelelor duble, astronomul olandez De Sitter a putut să arate și că viteza de propagare a luminii nu poate să depindă de viteza de deplasare a sursei luminoase. Pare astfel improbabil ca această viteză de propagare să depindă de direcția ei „în spațiu”.

Pe scurt, să admitem că elevul nostru a avut bune temeiuri să creadă în legea simplă a vitezei constante c a luminii (în vid). Cine și-ar fi închipuit că această lege simplă a creat marilor fizicieni cele mai mari dificultăți posibile? Aceste dificultăți se exprimă astfel:

Trebuie, bineînțeles, să studiem propagarea luminii, ca orice altă mișcare, în raport cu un sistem rigid de referință (sistem de coordonate). Să alegem în această calitate din nou terasamentul nostru, pe care-l considerăm plasat într-un vid perfect. O rază de lumină trimisă de-a lungul căii ferate se va propaga în raport cu terasamentul cu viteza c . Să ne imaginăm că același tren se mișcă cu viteza v în același sens cu cel al propagării luminii, dar, evident, mult mai încet. Care este viteza de propagare a razei luminoase în raport cu vagonul trenului? Raționamentul din paragraful precedent se aplică și aici în mod evident; căci omul care se deplasează în vagon poate juca rolul razei de lumină; va fi deci suficient să considerăm, în locul vitezei w a deplasării omului în raport cu terasamentul, viteza de propagare a luminii față de acesta; w este astfel viteza căutată a luminii față de vagon, pentru care e valabilă relația:

$$w = c - v.$$

Viteza propagării razei de lumină în raport cu vagonul se dovedește astfel a fi mai mică decât c .

Acest rezultat se află însă în contradicție cu principiul relativității formulat în §5. Legea propagării luminii în vid trebuie, după principiul relativității, ca orice altă lege generală a naturii, să fie valabilă pentru vagonul de tren luat drept sistem de referință la fel ca și pentru terasamentul căii ferate, considerat ca sistem de referință. Acest lucru se dovedește însă, potrivit considerațiilor de mai sus, imposibil. Dacă orice rază de lumină se propagă în raport cu solul cu viteza c , atunci tocmai din această cauză pare că viteza de propagare a luminii în raport cu vagonul va trebui să fie diferită — fapt ce contrazice principiul relativității.

Se pare deci că nu putem scăpa din dilema următoare: fie renunțăm la principiul relativității, fie renunțăm la legea simplă de propagare a luminii în vid. Cu siguranță, cititorul care a urmărit cu atenție cele spuse mai sus se va aștepta să fie păstrat principiul relativității, care se impune spiritului prin naturalețe și simplitate, și ca legea propagării luminii în vid să fie înlocuită printr-una mai complicată, compatibilă cu principiul relativității. Dezvoltarea fizicii teoretice a arătat însă că acest drum nu poate fi urmat. Cercetările teoretice de o importanță fundamentală ale lui H.A. Lorentz asupra proceselor electrodinamice și optice ce se produc în corpurile aflate în mișcare au arătat că experiențele din acest domeniu conduc în mod obligato-

riu la o teorie a fenomenelor electromagnetice care are drept consecință inevitabilă legea constanței vitezei luminii în vid. De aceea, teoreticienii marcanti au fost înclinați mai degrabă să respingă principiul relativității, deși nu s-a găsit niciodată un fapt experimental care să fi contrazis acest principiu.

Aici a intervenit teoria relativității. Printr-o analiză a conceptelor de timp și spațiu s-a dovedit că, *în realitate, nu există vreo incompatibilitate între principiul relativității și legea de propagare a luminii*, că se ajunge la o teorie logic ireproșabilă mai curând prin menținerea simultană a acestor două legi. Această teorie pe care o numim, spre a o deosebi de extinderea ei despre care vom vorbi mai târziu, „teoria specială a relativității” va fi expusă în continuare în ideile ei fundamentale.

8. Noțiunea de timp în fizică

Să presupunem că un fulger a căzut asupra liniei ferate în două locuri *A* și *B* aflate la o mare distanță unul de altul; dacă vom adăuga la aceasta faptul că cele două fulgere s-au produs simultan și ne vom întreba, stimate cititor, dacă acest enunț are vreun sens, desigur îmi vei răspunde afirmativ. Dacă voi insista să-mi explici mai exact sensul acestui enunț, vei observa, după o oarecare reflecție, că răspunsul la această întrebare nu este atât de simplu cum pare la prima vedere.

După un timp s-ar putea să-ți vină în minte următorul răspuns: „Semnificația enunțului este în sine clară și nu necesită o explicație suplimentară; mi-ar trebui totuși un moment de reflecție dacă aș avea sarcina de a constata experimental dacă, în cazuri concrete, cele două evenimente sunt simultane sau nu.” Cu acest răspuns nu pot fi de acord din următoarele motive. Să admitem că un meteorolog ar fi descoperit prin raționamente subtile că în locurile A și B fulgerele cad întotdeauna simultan; se impune totuși să verificăm dacă acest rezultat teoretic este conform sau nu cu realitatea. Această condiție este aceeași pentru toate enunțurile fizice în care conceptul de „simultaneitate” joacă vreun rol. Conceptul există pentru fizician numai atunci când există posibilitatea de a determina în cazurile concrete dacă el corespunde sau nu. Este așadar nevoie de o asemenea definiție a simultaneității care să ne ofere metoda de a decide experimental în cazurile de mai sus dacă cele două fulgere au fost simultane sau nu. Atâta vreme cât o asemenea condiție nu este îndeplinită, ca fizician (lucrul e valabil și pentru un nefizician!) mă înșel atunci când cred că voi putea da vreun sens simultaneității. (Înainte de a citi mai departe, dragă cititorule, trebuie să fii convins de asta.)

Îmi vei propune, după un timp de gândire, următoarea modalitate de a constata simultaneitatea a două evenimente: linia ce unește cele două locuri A și B va fi măsurată de-a lungul căii ferate și va fi instalat la mijloc (M) un observator dotat cu

un aparat (de exemplu, cu o oglindă înclinată la 90°) care să-i permită să observe simultan cele două puncte A și B . Dacă observatorul percepe cele două fulgere în același timp, ele vor fi simultane.

Sunt foarte mulțumit de acest procedeu și totuși nu consider problema pe deplin lămurită, deoarece mă văd silit să aduc următoarea obiecție: „Definiția ta ar fi necondiționat corectă dacă aș ști deja că lumina, care-i mijlocește observatorului în M perceperea fulgerului, se propagă cu aceeași viteză pe distanța $A \rightarrow M$ ca și pe distanța $B \rightarrow M$. O verificare a acestei afirmații presupune însă că noi dispunem deja de un mijloc de a măsura timpul. Se pare deci că ne mișcăm într-un cerc vicios.”

După ce vei mai reflecta, îmi vei arunca, pe bună dreptate, o privire disprețuitoare și vei declara: „Consider că definiția mea este totuși corectă, deoarece în realitate ea nu presupune nimic despre lumină. O *singură* condiție trebuie pusă definiției simultaneității, și anume să furnizeze, în fiecare caz real, un procedeu empiric pentru a decide dacă noțiunea definită corespunde sau nu. Este indiscutabil că definiția mea face acest lucru. Faptul că lumina are nevoie de același timp pentru a parcurge drumul $A \rightarrow M$ și drumul $B \rightarrow M$ nu reprezintă în realitate o *presupoziție* sau o *ipoteză* asupra naturii fizice a luminii, ci o convenție, pe care sunt liber s-o adopt pentru a ajunge la o definiție a simultaneității.”

Este clar că această definiție poate fi folosită pentru a da sens exact enunțului simultaneității nu doar

pentru *două* evenimente, ci pentru un număr oarecare de evenimente, indiferent de locul pe care-l ocupă ele în raport cu sistemul de referință (aici terasamentul căii ferate).^{*} Prin aceasta ajungem și la o definiție a „timpului” în fizică. Să ne imaginăm trei ceasornice identice în punctele *A*, *B* și *C* ale drumului (sistemul de coordonate), reglate astfel încât pozițiile corespunzătoare ale limbilor lor să fie identice (în sensul de mai sus). Atunci prin „timpul” unui fenomen se va înțelege indicația de timp (poziția limbii acelui ceasornic care se află în imediata apropiere în spațiu) a fenomenului. În felul acesta, oricărui eveniment *i* se va pune în corespondență o valoare temporală, care poate fi în principiu observată.

Această convenție conține încă o ipoteză fizică, de a cărei valabilitate nu ne putem îndoi atâtă vreme cât nu există temeieri contrare obținute empiric. Se admite că toate aceste ceasornice merg „la fel de repede”, atunci când sunt identic construite. Într-o formulare exactă: dacă două ceasornice imobile plasate în două puncte diferite ale sistemului de referință sunt reglate astfel încât acele lor să marcheze *simultan* (în sensul anterior) aceeași oră, atunci trecerea lor prin toate pozițiile

^{*} Vom admite în plus că, dacă trei fenomene *A*, *B*, *C* se petrec în locuri diferite, dacă *A* este simultan cu *B* și *B* este simultan cu *C* (simultan în sensul definiției de mai sus), criteriul simultaneității e valabil și pentru perechea de fenomene *AC*. Această supoziție este o ipoteză fizică asupra legii de propagare a luminii; ea trebuie satisfăcută necondiționat dacă vrem să poată fi păstrată legea constanței vitezei luminii în vid.

corespunzătoare va fi constant simultană (în sensul definiției de mai sus).

9. Relativitatea simultaneității

Până acum am raportat considerațiile noastre la un sistem de referință determinat, pe care l-am desemnat prin „terasamentul căii ferate”. Să presupunem acum că un tren extrem de lung se deplasează pe linia ferată cu viteza constantă v în direcția indicată în fig. 1. Oamenii care vor călători în acest tren vor folosi trenul în mod avantajos ca sistem de referință rigid (sistem de coordonate); ei vor raporta orice eveniment la tren. Orice eveniment ce se produce într-un punct al liniei ferate se va produce de asemenea și într-un punct determinat al trenului. Chiar și definiția simultaneității poate fi dată în raport cu trenul exact la fel ca și în raport cu terasamentul. Se pune însă în mod natural următoarea întrebare:

Două evenimente (de exemplu, cele două fulgere A și B), care sunt *simultane în raport cu terasamentul*, sunt simultane și *în raport cu trenul*? Vom arăta de îndată că răspunsul la aceasta trebuie să fie negativ.

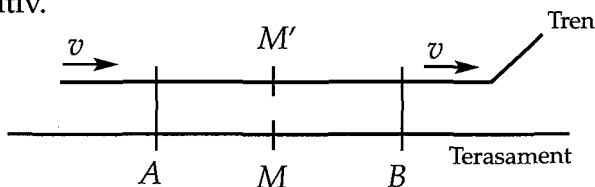


Fig. 1

Atunci când spunem că fulgerele A și B sunt simultane în raport cu terasamentul, aceasta vrea să însemne: razele de lumină ce pornesc din A și B se vor întâlni în punctul median M al segmentului AB . Evenimentelor A și B le vor corespunde însă locurile A și B în tren. Fie M' punctul median al lungimii AB a trenului aflat în mișcare. Acest punct M' coincide în momentul fulgerului (considerat din punctul de vedere al terasamentului) cu punctul M , dar se mișcă spre dreapta (în fig. 1) cu viteza v a trenului. Dacă un observator aflat în tren în punctul M' nu ar poseda această viteză, el ar rămâne mereu în M , și atunci razele de lumină ce pleacă de la fulgerele din A și B l-ar atinge în mod simultan, adică s-ar intersecta exact în fața lui. În realitate însă (din punctul de vedere al terasamentului), el se deplasează în întâmpinarea razei ce pornește din B în timp ce se îndepărtează de raza ce pornește din A . Așadar, observatorul va vedea mai devreme raza ce pornește din B decât cea care pornește din A . Observatorii care vor folosi trenul drept sistem de referință vor trebui astfel să ajungă la concluzia că fulgerul B s-a produs mai devreme decât fulgerul A . Ajungem astfel la rezultatul foarte important:

Evenimentele care sunt simultane în raport cu terasamentul nu sunt simultane în raport cu trenul și invers (relativitatea simultaneității). Orice sistem de referință (sistem de coordonate) are propriul său timp; o indicare a timpului nu are sens decât atunci când se face în raport cu un corp (sistem) de referință determinat.

Înainte de teoria relativității, fizica a admis întotdeauna în mod tacit faptul că semnificația indicării timpului este absolută, adică independentă de starea de mișcare a sistemului de referință. Am văzut însă deja mai sus că această presupunere nu este compatibilă cu definiția precedentă a simultaneității; dacă respingem această ipoteză, atunci conflictul dintre legea propagării luminii în vid și principiul relativității (despre care am vorbit în §7) va dispărea.

La acest conflict conduceau tocmai considerațiile din §6 care nu mai pot fi menținute în prezent. Deduceam acolo faptul că un om dintr-un vagon care *într-o secundă* parcurge față de acesta o lungime w parcurge aceeași lungime și în raport cu terasamentul *într-o secundă*. Întrucât însă, conform considerațiilor de mai sus, timpul necesar desfășurării unui proces în raport cu vagonul nu trebuie identificat cu durata acelui proces raportat la terasament drept sistem de referință, nu se mai poate afirma că omul parcurge prin mersul său relativ la vagon lungimea w într-un timp care, măsurat în raport cu terasamentul, este egal cu o secundă.

Raționamentul din §6 se bazează de altfel și pe o altă presupunere, care, în lumina unei considerații mai atente, ne apare ca arbitrară, chiar dacă ea a fost admisă întotdeauna (tacit) înainte de formularea teoriei relativității.

10. Despre relativitatea conceptului de distanță spațială

Să considerăm două locuri determinate ale trenului ce se deplasează cu viteza v (de exemplu, mijlocul vagoanelor cu numerele 1 și 100) și să ne întrebăm care e distanța dintre ele. Știm dinainte că pentru măsurare se utilizează lungimea unui corp de referință în raport cu care se va măsura lungimea. Cel mai simplu va fi să folosim trenul însuși drept corp de referință (sistem de coordonate). Un observator din tren măsoară distanța așezând cap la cap de-a lungul podelei vagoanelor în linie dreaptă un etalon de un număr de ori până când va ajunge de la un punct marcat la altul; numărul rezultat va fi distanța căutată.

Altfel se petrec lucrurile dacă dorim să măsurăm distanța în raport cu calea ferată. Metoda pe care o vom folosi este următoarea. Notăm cu A' și B' cele două puncte ale trenului a căror distanță reciprocă vrem s-o măsurăm; ele se mișcă cu viteza v de-a lungul terasamentului căii ferate. Ne întrebăm mai întâi asupra punctelor A și B de pe calea ferată cu care vor coincide punctele A' și B' într-un moment determinat t' , considerat în raport cu calea ferată. Aceste puncte A și B ale căii ferate vor fi determinate cu ajutorul definiției timpului date în §8. După aceea se va măsura distanța AB așezând din nou etalonul de lungime de un număr de ori cap la cap de-a lungul căii ferate.

Nu este stabilit *a priori* că această ultimă măsurare va trebui să furnizeze același rezultat ca pri-

ma. Măsurată în raport cu calea ferată, lungimea trenului poate diferi de cea măsurată în raport cu trenul. Această situație generează o a doua obiecție care poate fi adusă împotriva raționamentelor aparent ireproșabile din §6. În realitate, dacă observatorul din tren parcurge într-un interval de timp — *măsurat în raport cu trenul* — distanța w , această distanță nu este necesar să fie egală cu w — atunci când e măsurată în raport cu calea ferată.

11. Transformarea Lorentz

Raționamentele din ultimele trei paragrafe ne arată că incompatibilitatea aparentă a legii propagării luminii cu principiul relativității din §7 derivă dintr-o interpretare care împrumută din mecanica clasică două ipoteze prin nimic justificate; aceste ipoteze sună astfel:

1. Intervalul de timp dintre două evenimente este independent de starea de mișcare a corpului (sistemului) de referință;

2. Distanța spațială dintre două puncte ale unui corp rigid este independentă de starea de mișcare a corpului (sistemului) de referință.

Dacă vom părăsi aceste două ipoteze, va dispărea și dilema din §7, deoarece teorema compunerii vitezelor derivată în §6 își va pierde valabilitatea. Va apărea posibilitatea ca legea propagării luminii în vid să devină compatibilă cu principiul relativității. Vom reveni asupra problemei: cum vor trebui modificate considerațiile din §6 pentru a

înlătura contradicția aparentă dintre aceste două rezultate fundamentale ale experienței? Această întrebare conduce la una mai generală. În considerațiile din §6 apăreau poziții și timpuri în raport cu trenul și în raport cu terasamentul. Cum se pot găsi poziția și timpul unui eveniment în raport cu trenul atunci când se cunosc poziția și timpul evenimentului în raport cu calea ferată? Există oare un asemenea răspuns la această întrebare, astfel încât legea de propagare a luminii în vid să nu fie în contradicție cu principiul relativității? În alți termeni: s-ar putea imagina o relație între poziția și timpul unui eveniment în raport cu două sisteme de referință astfel încât orice rază de lumină să posede aceeași viteză de propagare c în raport cu calea ferată și în raport cu trenul? La această întrebare se poate răspunde cu toată certitudinea afirmativ; se poate găsi o lege de transformare, absolut precisă, care să permită evaluarea dimensiunilor spațio-temporale ale unui eveniment atunci când se trece de la un sistem de referință la altul.

Înainte de a ne referi la asta, vom face următoarele considerații intermediare. Până acum am considerat numai evenimente care se produc de-a lungul căii ferate, căreia i se atribuie, din punct de vedere matematic, proprietățile unei linii drepte. Ne putem însă imagina un sistem de referință ca cel prezentat în §2, prelungit lateral și în înălțime în așa fel încât ar permite localizarea în raport cu el a unui fenomen ce se petrece. În mod analog, ne putem imagina că trenul ce se deplasează cu o vi-

teză v este întins în tot spațiul, astfel încât orice fenomen, oricât de îndepărtat, să poată fi localizat și în raport cu acest al doilea sistem. Am putea, fără a comite o eroare principială, să nu ținem seama de faptul că aceste două sisteme, datorită impenetrabilității corpurilor solide, vor trebui să se distrugă mereu. În fiecare din aceste sisteme să ne imaginăm trei planuri rectangulare desemnate prin expresia *planuri de coordonate* („sisteme de coordonate”). Căii ferate îi va corespunde atunci sistemul de coordonate K , iar trenului sistemul K' . Un fenomen oarecare va fi determinat spațial în raport cu K prin trei perpendiculare x, y, z coborâte pe planurile de coordonate, iar temporal printr-o valoare a timpului t . Același eveniment va fi determinat spațial și temporal în raport cu K' respectiv prin valorile x', y', z', t' , care, firește, nu vor corespunde cu x, y, z, t . Am expus deja mai sus în detaliu modul în care trebuie considerate aceste mărimi ca rezultate ale unor măsurări fizice.

Într-o formulare exactă, problema noastră sună în felul următor. Cât de mari sunt valorile x', y', z', t' ale unui eveniment în raport cu K' atunci când sunt date valorile x, y, z, t ale aceluiași eveniment în raport cu K ? Relațiile trebuie astfel alese încât legea de propagare a luminii în vid pentru aceeași rază de lumină (oricare ar fi aceasta), în raport cu K și K' , să fie verificată. Soluția acestei probleme este dată de ecuațiile următoare, cu orientarea spațială relativă a sistemelor de coordonate indicată de fig. 2.

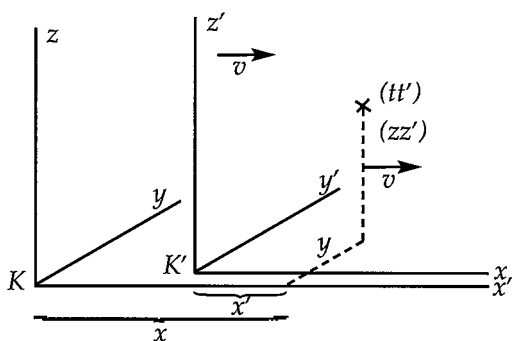


Fig. 2

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad t' = \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

$$\begin{aligned} y' &= y, \\ z' &= z. \end{aligned}$$

Acest sistem de ecuații este desemnat prin expresia „transformare Lorentz”.

Dacă în locul legii propagării luminii vom lua ca bază presupunerea tacită a vechii mecanici asupra caracterului absolut al intervalelor temporale și spațiale, atunci în locul acestor ecuații de transformare vom obține ecuațiile:

$$\begin{aligned} x' &= x - vt \\ y' &= y \\ z' &= z \\ t' &= t \end{aligned}$$

pe care le numim „transformare Galilei”. Transformarea Galilei se obține din transformarea Lorentz dacă vom înlocui în ultima egalitate viteza c a luminii cu o viteză de valoare infinită.

Din exemplul următor se vede ușor cum, datorită transformării Lorentz, legea de propagare a luminii în vid este respectată atât pentru sistemul de referință K , cât și pentru sistemul de referință K' . Să presupunem că s-a trimis un semnal luminos de-a lungul axei pozitive x și că el se propagă după ecuația

$$x = ct,$$

deci cu viteza c . Conform ecuațiilor transformării Lorentz, această relație simplă între x și t determină o relație între x' și t' . Dacă vom introduce valoarea ct a lui x în prima și a patra ecuație a transformării Lorentz, se va obține

$$x' = \frac{(c-v)t}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad t' = \frac{\left(1 - \frac{v}{c}x\right)t}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

de unde se deduce imediat prin împărțire

$$x' = ct'.$$

Această ecuație definește propagarea luminii în raport cu sistemul K' . Rezultă deci că viteza de propagare a luminii în raport cu sistemul de referință

K' este de asemenea egală cu c . Analog se întâmplă cu razele de lumină ce se propagă în oricare altă direcție. Aceasta nu este de mirare, întrucât ecuațiile transformării Lorentz au fost derivate în conformitate cu acest punct de vedere.

12. Comportamentul riglelor și ceasornicelor în mișcare

Să așezăm o riglă de 1 m pe axa x' a sistemului K' în așa fel încât una din extremitățile ei să coincidă cu punctul $x' = 0$, cealaltă aflându-se în punctul $x' = 1$. Care este lungimea acestui metru în raport cu sistemul K ? Pentru a afla acest lucru ne va fi suficient să determinăm poziția celor două extremități într-un moment determinat t în raport cu sistemul K . Prima egalitate din transformarea Lorentz ne dă pentru $t = 0$ următoarele valori pentru cele două puncte:

$$x \text{ (începutul metrului)} = 0 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

$$x \text{ (sfârșitul metrului)} = 1 \cdot \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

de unde rezultă că distanța dintre puncte este egală cu

$$\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Dar, în raport cu K , rigla de 1 m se mișcă cu viteza v . De aici rezultă că lungimea riglei rigide, aflată în mișcare cu viteza v în sensul lungimii ei, va avea dimensiunea $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. Rigla rigidă afla-

tă în mișcare este astfel mai scurtă decât aceeași riglă aflată în stare de repaus, și anume cu atât mai scurtă cu cât ea se mișcă mai repede.

Pentru viteza $v = c$, $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} = 0$, iar pentru viteze și mai mari rădăcina va deveni imaginară. De aici vom deduce că în teoria relativității viteza c joacă rolul unei viteze-limită ce nu poate fi atinsă sau depășită de nici un corp real.

Acest rol al vitezei c ca viteză-limită decurge deja din înseși ecuațiile transformării Lorentz. Acestea ar deveni un nonsens dacă v ar fi ales mai mare decât c .

Dacă am fi considerat, invers, o riglă de 1 m pe axa x și imobilă în raport cu K , am fi găsit că lungimea sa în raport cu K' are valoarea $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$; aceasta coincide cu sensul principiului relativității pe care l-am așezat la baza acestor considerații.

Este *a priori* evident că, din ecuațiile transformării, putem afla ceva despre comportamentul fizic al etaloanelor de măsură și al ceasornicelor. Deoarece mărimile x, y, z, t nu sunt altceva decât rezultatele măsurării obținute cu etaloane și ceasornice. Dacă am fi utilizat transformarea Galilei, n-am fi obținut o scurtare a riglei ca urmare a mișcării.

Să considerăm acum un ceasornic cu secundar care se află în $x' = 0$ imobil în raport cu K' . Cele două timpuri $t' = 0$ și $t' = 1$ reprezintă două bătăi succesive ale acestui orologiu. Prima și cea de-a patra egalitate a transformării Lorentz ne vor da pentru aceste două bătăi

$$t = 0, \quad t = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

Din punctul de vedere al lui K , ceasornicul se mișcă cu viteza v ; în raport cu acest sistem de referință, între cele două bătăi nu se scurge 1 secundă, ci $\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ secunde, cu alte cuvinte un interval mai mare de timp. Ceasornicul merge, ca urmare a mișcării lui, mai încet decât în starea de repaus. Și aici c joacă rolul unei viteze-limită inaccesibile.

§13. Teorema de compunere a vitezelor.

Experiența lui Fizeau

Întrucât în practică nu putem deplasa etaloane de lungime și ceasornice decât cu viteze mici în raport cu viteza c a luminii, rezultatele paragrafelor anterioare nu pot fi comparate direct cu realitatea. Dar cum, pe de altă parte, acestea pot să-i pară cititorului absolut ciudate, vom deduce din teorie o altă consecință care poate fi derivată ușor

pornind de la cele spuse până acum și care va fi confirmată strălucit prin experiment.

În §6 am derivat teorema de compunere a vitezelor orientate în aceeași direcție în conformitate cu ipotezele mecanicii clasice. Aceasta poate fi obținută ușor și din transformarea Galilei (§11). În locul călătorului din vagon, vom introduce un punct care se mișcă în raport cu sistemul de coordonate K' după ecuația

$$x' = wt'.$$

Din prima și din a patra ecuație a transformării Galilei putem exprima pe x' și t' prin x și t obținând

$$x = (v + w)t.$$

Această ecuație nu exprimă decât legea de mișcare a punctului în raport cu sistemul K (a omului față de terasamentul căii ferate); vom desemna viteza acestui punct prin W , obținând, ca în §6

$$(A) \quad W = v + w.$$

Putem să facem un raționament analog bazându-ne pe teoria relativității. E suficient să înlocuim în ecuația

$$x' = wt'$$

x' și t' prin x și t folosind prima și a patra ecuație a transformării Lorentz. Se va obține atunci în locul ecuației (A) ecuația:

(B)

$$t = \frac{v + w}{\sqrt{1 + \frac{vw}{c^2}}}$$

care corespunde teoremei de compunere a vitezelor orientate în aceeași direcție, conform teoriei relativității. Problema este acum care dintre aceste două teoreme e confirmată de experiență. Aici putem învăța ceva dintr-un experiment extrem de important pe care genialul fizician Fizeau l-a făcut cu peste o jumătate de secol în urmă și care de atunci a fost repetat de unii dintre cei mai buni fizicieni experimentatori, astfel încât rezultatul său este indubitabil. Experimentul se referă la următoarea problemă: într-un fluid imobil lumina se propagă cu o viteză determinată w . Cât de repede se propagă ea, în direcția săgeții, într-o conductă R , dacă prin aceasta trece fluidul respectiv cu viteza v ?

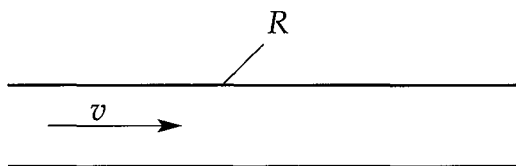


Fig. 3

Va trebui să presupunem, în sensul principiului relativității, că lumina se propagă întotdeauna cu aceeași viteză w în raport cu *fluidul*, indiferent dacă fluidul se află în mișcare sau nu în raport cu alte corpuri. Cunoscând deci viteza luminii în ra-

port cu fluidul și viteza acestuia în raport cu conducta, vom căuta să determinăm viteza luminii în raport cu conducta.

Este clar că aici problema cu care avem de-a face este cea din 6. Conducta joacă rolul terasamentului, respectiv al sistemului de coordonate K , fluidul jucând rolul vagonului, adică al sistemului de coordonate K' , iar lumina pe acela al călătorului care se deplasează în vagon, altfel spus, al punctului în mișcare la care ne-am referit în acest paragraf. Dacă vom desemna prin W viteza luminii în raport cu conducta, atunci aceasta ar fi dată fie de ecuația (A), fie de ecuația (B), după cum realității îi corespunde fie transformarea Galilei, fie transformarea Lorentz.

Experiența* decide în favoarea ecuației (B), derivată din teoria relativității, și anume într-o manieră foarte exactă. Influența vitezei curentului v asupra propagării luminii este reprezentată cu o aproximație superioară lui 1%, prin formula (B), după cele mai recente experiențe extrem de valoroase ale lui Zeeman.

* Fizeau a găsit $W = w + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$, unde $n = \frac{c}{w}$ reprezintă indicele de refracție al fluidului. Pe de altă parte, cum $\frac{vw}{c^2}$ este mic în raport cu 1, vom putea înlocui (B) prin $W = (w + v) \left(1 - \frac{vw}{c^2} \right)$ sau din nou, cu aceeași aproximație, prin $w + v \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$, ceea ce concordă cu rezultatul lui Fizeau.

Este necesar însă să relevăm faptul că, mult înainte de apariția teoriei relativității, H.A. Lorentz a explicat teoretic acest fenomen pe o cale pur electrodinamică, folosind anumite ipoteze asupra structurii electromagnetice a materiei. Dar aceasta nu diminuează cu nimic forța demonstrativă a experimentului, ca *experimentum crucis*, în favoarea teoriei relativității. Deoarece electrodinamica Maxwell-Lorentz, pe care se întemeia explicația teoretică originală, nu se află în contradicție cu teoria relativității. Ultima, dimpotrivă, a rezultat din electrodinamică, reprezentând un rezumat surprinzător de simplu și o generalizare a unor ipoteze mai înainte reciproc independente pe care se întemeia electrodinamica.

14. Valoarea euristică a teoriei relativității

Calea raționamentelor expuse până acum poate fi rezumată astfel. Experiența a condus la convingerea că, pe de o parte, principiul relativității (în sens restrâns) e valid și, pe de altă parte, viteza de propagare a luminii în vid este egală cu o constantă c . Prin unificarea acestor două postulate s-a ajuns la legea de transformare pentru coordonate rectangulare x, y, z și timpul t ale evenimentelor ce compun procesele naturale și s-a obținut nu transformarea Galilei, ci (contrar mecanicii clasice) transformarea Lorentz.

În această succesiune de idei, legea propagării luminii a jucat un rol important, recunoașterea ei

fiind justificată de ceea ce cunoaștem realmente. Putem însă, după ce ne aflăm în posesia transformării Lorentz, s-o unificăm cu principiul relativității și să rezumăm astfel teoria relativității prin enunțul:

Orice lege generală a naturii trebuie să fie de așa natură încât ea să se transforme într-o lege de exact aceeași formă, atunci când în locul variabilelor spațio-temporale x, y, z, t , ale sistemului de coordonate originar K sunt introduse noi variabile spațio-temporale x', y', z', t' ale unui sistem de coordonate K' , relația matematică între cele două mulțimi de variabile fiind dată de transformarea Lorentz. Pe scurt: legile generale ale naturii sunt covariante în raport cu transformarea Lorentz.

Aceasta este o condiție matematică precisă pe care teoria relativității o impune unei legi a naturii; ea devine astfel un prețios mijloc euristic care ne ajută în descoperirea legilor generale ale naturii. Dacă s-ar găsi o lege generală care n-ar îndeplini această condiție, atunci cel puțin una dintre presupunerile de bază ale teoriei ar fi contrazisă. Să examinăm acum la ce rezultate s-a ajuns până în prezent.

15. Rezultatele generale ale teoriei

Din considerațiile prezentate până acum rezultă clar că teoria relativității (speciale) a apărut din electrodinamică și optică. În aceste domenii ea nu a modificat cu mult enunțurile teoriei, dar a simplificat

în mod semnificativ construcția teoretică, adică derivarea legilor și — ceea ce este incomparabil mai important — a diminuat considerabil numărul de ipoteze reciproc independente pe care se bazează teoria. Ea a conferit teoriei Maxwell–Lorentz un asemenea grad de evidență încât aceasta era aplicată cu precădere de către fizicieni chiar și atunci când experimentul nu pleda prea convingător în favoarea sa.

Mecanica clasică a avut nevoie mai întâi de o modificare pentru a fi în acord cu exigențele teoriei relativității. Această modificare se referă în esență doar la legile mișcărilor cu viteze mari, la care vitezele v ale materiei nu sunt prea mici în comparație cu viteza luminii. Experiența semnalează asemenea viteze mari doar la electroni și ioni; la alte mișcări, abaterile de la legile mecanicii clasice sunt atât de mici încât practic sunt neobservabile. La mișcarea astrilor ne vom referi doar în cadrul teoriei generale a relativității. Conform teoriei relativității, energia cinetică a unui punct material de masă m nu va mai fi dată prin expresia cunoscută

$$m \frac{v^2}{2},$$

ci prin expresia

$$t = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Această expresie devine infinită atunci când viteza v se apropie de viteza c a luminii. De aceea trebuie ca viteza să rămână întotdeauna inferioară lui c , oricât de mari ar fi energiile pe care le-am pune în joc pentru accelerarea corpurilor. Dacă vom dezvolta în serie expresia energiei cinetice, atunci vom obține

$$mc^2 + m \frac{v^2}{2} + \frac{3}{8} m \frac{v^4}{c^2} + \dots$$

Atunci când $\frac{v^2}{c^2}$ este mic în raport cu 1, al treilea termen al expresiei e întotdeauna mic în raport cu al doilea, singurul considerat în mecanica clasică. Primul termen, mc^2 , nu conține viteza și de el nu se ține seama atunci când e vorba de a determina modul în care energia unui punct material depinde de viteză. La importanța lui principală ne vom referi mai târziu.

Rezultatul cel mai important de natură generală la care a condus teoria specială a relativității se referă la conceptul de masă. Fizica prerelativistă cunoaște două legi de conservare cu o semnificație fundamentală, și anume, principiul conservării energiei și principiul conservării masei; aceste două principii fundamentale apar ca fiind complet independente unul de altul. Teoria relativității le unifică într-un singur principiu. Vom expune doar pe scurt cum se ajunge la acest rezultat și cum trebuie el înțeles.

Principiul relativității cere ca principiul conservării energiei să nu fie valabil doar în raport cu un sistem de coordonate K , ci și în raport cu orice alt sistem de coordonate K' , care se află în raport cu K într-o translație uniformă (pe scurt, în raport cu orice sistem de coordonate galilean). Trecerea de la un asemenea sistem la altul va fi descrisă, în opoziție cu mecanica clasică, de transformarea Lorentz.

Din aceste premise și din ecuațiile fundamentale ale electrodinamicii lui Maxwell se poate deduce prin considerații relativ simple următoarea concluzie: un corp mobil cu o viteză v , care primește energie E_0 sub formă de radiație*, fără a-și modifica astfel viteza, suferă o creștere a energiei egală cu

$$\frac{E_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Așadar, dacă vom lua în considerație expresia menționată mai sus a energiei cinetice, energia căutată a corpului va fi dată de formula

$$\frac{\left(m + \frac{E_0}{c^2}\right) c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

* E_0 reprezintă energia primită, considerată în raport cu un sistem de coordonate care se mișcă odată cu corpul.

Corpul are deci aceeași energie ca un corp mobil cu viteza v și cu masa $m + \frac{E_0}{c^2}$. Putem astfel spune: dacă un corp primește o energie E_0 , masa sa inerțială va crește cu $\frac{E_0}{c^2}$; masa inerțială a unui corp nu mai este constantă, ci ea variază proporțional cu modificarea energiei. Masa inerțială a unui sistem de corpuri poate fi deci considerată direct ca măsură pentru energia sa. Principiul conservării masei unui sistem se suprapune cu principiul conservării energiei, fiind valabil numai în măsura în care sistemul nu primește sau nu cedează energie. Dacă vom scrie expresia energiei sub forma

$$\frac{mc^2 + E_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

atunci putem observa că expresia mc^2 , pe care am remarcat-o deja anterior, nu este altceva decât energia pe care o posedă corpul* înainte de a fi primit energia E_0 .

Compararea directă a acestui principiu cu experiența este imposibilă pentru moment, deoarece variațiile de energie E_0 pe care le putem imprima

* Considerat în raport cu un sistem de coordonate care se mișcă odată cu el.

unui sistem nu sunt suficient de mari pentru a putea modifica masa inerțială într-o măsură observabilă.

Cantitatea $\frac{E_0}{c^2}$ este prea mică în raport cu masa m pe care o avea corpul înainte de a fi suferit o modificare de energie. Pe aceasta se bazează faptul că se poate formula cu succes principiul conservării masei cu validitate independentă.

Încă o ultimă observație de natură principială. Succesul interpretării Faraday–Maxwell a acțiunii electromagnetice la distanță prin procese intermediare cu viteză de propagare finită a determinat convingerea că nu există acțiuni la distanță nemijlocite, instantanee, de tipul legii gravitației a lui Newton. Teoria relativității a înlocuit acțiunea instantanee la distanță, adică acțiunea la distanță cu o viteză de propagare infinită, printr-o acțiune la distanță cu viteza luminii. Acest fapt se corelează cu rolul principal pe care viteza c îl are în această teorie. În cea de-a doua parte se va arăta cum trebuie modificat acest rezultat în teoria generală a relativității.

16. Teoria specială a relativității și experiența

La întrebarea în ce măsură teoria specială a relativității este întemeiată pe experiență, nu este simplu de răspuns dintr-un motiv care a fost amintit deja în legătură cu experiența fundamentală a lui Fizeau. Teoria specială a relativității s-a crista-

lizat pornind de la teoria Maxwell–Lorentz a fenomenelor electromagnetice. Astfel, toate experiențele care susțin acea teorie electromagnetică susțin și teoria relativității. Semnalez aici ca deosebit de important faptul că teoria relativității explică într-un mod extrem de simplu, în concordanță cu experiența, influențele pe care mișcarea relativă a Pământului în raport cu stelele fixe le exercită asupra luminii care ne vine de la acestea. Acestea sunt deplasarea anuală a poziției aparente a stelelor fixe ca urmare a mișcării Pământului în jurul Soarelui (aberația) și influența componentei radiale a mișcării relative a stelelor fixe în raport cu Pământul asupra culorii luminii care ajunge până la noi; ultima influență se exprimă într-o ușoară deplasare a liniilor spectrului determinat de lumina care vine de la aceste stele fixe, în raport cu spectrul dat de o sursă de lumină terestră (efectul Doppler). Argumentele experimentale în favoarea teoriei Maxwell–Lorentz, care reprezintă în același timp și argumente pentru teoria relativității, sunt prea numeroase pentru a fi expuse aici. Ele restrâng realmente posibilitățile teoretice, astfel încât nici o altă teorie decât teoria Maxwell–Lorentz n-ar putea rezista probei experienței.

Există însă două clase de fapte experimentale descoperite până în prezent pe care teoria Maxwell–Lorentz nu le poate explica decât recurgând la o ipoteză auxiliară care pare, în sine, stranie — dacă nu se recurge la teoria relativității.

Este cunoscut faptul că razele catodice și așa-numitele raze β emise de substanțele radioactive sunt compuse din corpusculi electrici negativi (electroni) cu o inerție foarte mică și cu viteză foarte mare. Se poate determina foarte exact legea de mișcare a acestor corpusculi, studiind devierea acestor raze sub influența câmpurilor electrice și magnetice.

În studiul teoretic al electronilor s-a întâmpinat o dificultate legată de faptul că electrodinamica nu poate, singură, să dea seama de natura lor. Întrucât masele electrice de același semn se resping, masele negative ce constituie electronii ar trebui să se separe sub influența interacțiunii lor reciproce, dacă între ele n-ar acționa alte forțe a căror natură ne este până în prezent neclară.* Dacă se va admite că distanțele relative ale maselor electrice ce constituie un electron rămân invariabile în ciuda mișcării acestuia (legătura rigidă în sensul mecanicii clasice), atunci se ajunge la o lege de mișcare a electronului care nu corespunde experienței. Ghidat de considerații pur formale, H.A. Lorentz a introdus primul ipoteza după care corpurile electronilor în mișcare suferă o contradicție pe direcția de mișcare proporțională cu $\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$. Această ipoteză, care nu se poate justifica prin nimic în electrodinamică, oferă acea lege de mișca-

* Teoria generală a relativității sugerează că masele electrice care alcătuiesc un electron sunt menținute împreună prin forțele gravitaționale.

re pe care experiența a verificat-o în anii din urmă cu o precizie foarte mare.

Teoria relativității oferă aceeași lege de mișcare fără a avea nevoie de vreo ipoteză specială asupra structurii și a comportamentului electronului. Lucrurile se petrec analog cu cele analizate în §13 în legătură cu experimentul lui Fizeau, al cărui rezultat a fost facilitat de teoria relativității fără să fie nevoie de vreo ipoteză asupra naturii fizice a fluidului.

A doua clasă de fapte la care vom face aluzie aici se referă la întrebarea dacă, prin experiențe făcute pe Pământ, poate fi observată mișcarea acestuia în spațiul cosmic. Încă în §5 s-a făcut mențiunea că toate tentativele de acest fel s-au soldat cu rezultate negative. Înainte de formularea teoriei relativității, știința întâmpina dificultăți în explicarea acestor rezultate. Lucrurile se prezentau astfel:

Prejudecățile tradiționale asupra spațiului și timpului nu îngăduiau nici o îndoială asupra validității transformării Galilei pentru trecerea de la un sistem de referință la altul. Dacă admitem că ecuațiile Maxwell-Lorentz sunt valabile pentru un sistem de referință K , atunci vom găsi că ele nu pot fi valabile pentru un alt sistem de referință K' , aflat în raport cu primul în mișcare uniformă, presupunând că între coordonatele lui K și K' sunt valabile relațiile din transformarea Galilei. De aici ar rezulta că dintre toate sistemele de coordonate galileene se distinge unul, K , aflat într-o stare de mișcare determinată. Aceasta se interpretează fi-

zic considerând pe K în repaus în raport cu un ipotetic eter luminos. Dimpotrivă, toate sistemele de coordonate K' ce se mișcă în raport cu K s-ar afla în mișcare în raport cu eterul. Acestei mișcări a lui K' în raport cu eterul („vântul eteric” în raport cu K') i se atribuiau legi complicate care trebuiau să fie valabile în raport cu K' . Și în raport cu Pământul trebuia admis un asemenea vânt eteric, iar fizicienii au încercat multă vreme să-l pună în evidență.

Pentru aceasta, Michelson a găsit o cale care părea infailibilă. Să ne imaginăm două oglinzi dispuse pe un corp solid cu fețele reflectante orientate una spre alta. O rază de lumină are nevoie de un interval de timp T bine determinat pentru a parcurge înainte și înapoi drumul ce separă cele două oglinzi, în cazul în care sistemul este imobil în raport cu eterul luminos. Pentru aceasta se găsește însă prin calcul un interval de timp T' puțin diferit atunci când corpul și oglinzile se află în mișcare în raport cu eterul. Mai mult, calculul arată că acest interval de timp T' diferă în cazul în care corpul se deplasează perpendicular pe planul oglinzilor față de cazul în care se deplasează paralel cu acesta, cu o viteză v în raport cu eterul. Oricât de neînsemnată ar fi diferența astfel calculată dintre cele două intervale de timp, Michelson și Morley au realizat un experiment de interferență care ar fi scos clar în evidență această diferență. Dar, spre marea consternare a fizicienilor, experimentul a condus la un rezultat negativ. Lorentz și Fitzgerald au scos teoria din această dificultate ad-

mițând că mișcarea corpurilor în raport cu eterul produce o contracție a acestora pe direcția mișcării, contracție care ar reprezenta cauza pentru dispariția acestei diferențe de timp. O comparație cu cele expuse în §12 ne arată că această soluție a fost corectă și din punctul de vedere al teoriei relativității. Dar teoria relativității dă o altă reprezentare a lucrurilor, mult mai satisfăcătoare. După ea, nu există nici un sistem de referință preferențial, care să ofere ocazia introducerii ideii de eter; prin urmare, nu se admite nici vântul eteric și nici un experiment care l-ar putea pune în evidență. Contracția corpurilor în mișcare decurge aici, fără vreo ipoteză specială, din cele două principii fundamentale ale teoriei; și, fără îndoială, nu mișcarea în sine (care pentru noi n-are nici un sens) este cea care determină această contracție, ci mișcarea în raport cu sistemul de referință dinaintea ales. De aceea, ansamblul celor două oglinzi din experiența lui Michelson și Morley nu este scurtat pentru un sistem de referință solidar cu Pământul, ci pentru un sistem de referință imobil în raport cu Soarele.

17. Spațiul cvadridimensional al lui Minkowski

Ori de câte ori aud de „cvadridimensional” matematicienii sunt scuturați de un frison mistic, stare care seamănă mult cu cea provocată de o fantomă în teatru. Și totuși, nici un enunț nu este mai banal

decât cel care afirmă că lumea noastră obișnuită este un continuu spațio-temporal cvadridimensional.

Spațiul este un continuu tridimensional. Această înseamnă că este posibil să se descrie poziția unui punct (imobil) prin trei numere (coordonate), x, y, z și că pentru fiecare punct există puncte oricât de „învecinate” a căror poziție poate fi determinată prin valori ale coordonatelor (coordonate) x_1, y_1, z_1 oricât de apropiate de coordonatele x, y, z ale primului punct considerat. Din cauza ultimei proprietăți vorbim de „continuu”, iar din cauza numărului trei al coordonatelor vorbim de „tridimensional”.

Analog, lumea fenomenelor fizice, denumită pe scurt de Minkowski „lumea” (universul), este în mod natural cvadridimensională în sens spațio-temporal. Deoarece ea este compusă dintr-un anumit număr de evenimente izolate, fiecare dintre ele fiind determinat prin patru numere și anume trei coordonate de poziție x, y, z și o coordonată de timp, valoarea timpului t . „Lumea” în acest sens este de asemenea un continuu, căci pentru orice eveniment există oricâte evenimente „vecine” (reale sau imaginare), ale căror coordonate x_1, y_1, z_1, t_1 se deosebesc oricât de puțin de cele ale acelui eveniment. Faptul că noi nu suntem obișnuiți să concepem lumea în acest sens ca un continuu cvadridimensional se bazează pe împrejurarea că în fizica prerelativistă timpul juca un rol diferit, independent de cel al coordonatelor spațiale. De aceea ne-am obișnuit să tratăm timpul drept un continuu

independent. De fapt, în fizica clasică, timpul este o mărime absolută, adică independentă de *situația* și de *starea de mișcare* a sistemului de referință. Aceasta se exprimă prin ultima ecuație a transformării Galilei ($t' = t$).

Prin teoria relativității se oferă modul de tratare cvadridimensională a lumii, deoarece conform acestei teorii timpului i se răpește independența, așa cum ne arată a patra ecuație a transformării Lorentz:

$$t' = \frac{t - \frac{v}{c^2} x}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Conform acestei ecuații, diferența temporală $\Delta t'$ a două evenimente în raport cu K' în general nu se anulează dacă diferența temporală Δt a acestora se anulează în raport cu K . Distanța pur spațială a două evenimente în raport cu K are drept consecință o distanță temporală a acestora în raport cu K' . Dar nu în aceasta constă importanța descoperire a lui Minkowski pentru dezvoltarea formală a teoriei relativității. Ea constă mai degrabă în ideea după care conținutul cvadridimensional spațio-temporal al teoriei relativității manifestă în trăsăturile lui formale fundamentale o adâncă înrudire cu conținutul tridimensional al geometriei euclidiene. Pentru a evidenția această înrudire, trebuie să se introducă în locul coordonatei obișnuite t a timpului mărimea proporțională cu ea și

imaginară $\sqrt{-1}ct$. Atunci însă legile naturii care satisfac exigențele teoriei speciale a relativității iau forme matematice în care coordonatele temporale joacă exact același rol cu cel al celor trei coordonate spațiale. Aceste patru coordonate corespund formal întru totul celor trei coordonate spațiale ale geometriei euclidiene. Prin această idee pur formală, așa cum trebuie să-i apară și nematematicianului, teoria câștigă extraordinar de mult în claritate.

Aceste indicații sumare nu-i oferă cititorului decât o idee vagă asupra conceptului important al lui Minkowski, fără de care teoria generală a relativității — care, în liniile ei principale, va fi expusă în continuare — ar fi rămas poate pentru totdeauna în stare incipientă. Totuși, deoarece înțelegerea ideilor fundamentale ale teoriei speciale a relativității și ale teoriei generale a relativității nu reclamă în mod necesar aprofundarea acestui subiect, greu accesibil pentru un cititor nefamiliarizat cu matematica, îl vom părăsi, urmând a reveni asupra lui de-abia în ultimele expuneri ale acestei cărți.

Partea a doua

DESPRE TEORIA GENERALĂ
A RELATIVITĂȚII

18. Principiul special și cel general al relativității

Teza fundamentală în jurul căreia se centrează toate considerațiile de până acum a fost *principiul special al relativității*, adică principiul relativității fizice a tuturor mișcărilor *uniforme*. Să-i analizăm încă o dată exact conținutul!

Dintotdeauna a părut evident că nici o mișcare nu ar putea fi considerată, conform cu însuși conceptul său, decât ca o mișcare *relativă*. Să considerăm astfel din nou exemplul, utilizat de mai multe ori, cu calea ferată și vagonul. Am putea descrie această mișcare la fel de bine în următoarele două forme:

- a) Vagonul se mișcă în raport cu calea ferată.
- b) Calea ferată se mișcă în raport cu vagonul.

În cazul a) pentru acest enunț servește ca sistem de referință calea ferată, iar în cazul b), vagonul. Pentru simpla determinare, adică descriere a mișcării, este indiferent, în principiu, la care dintre aceste sisteme de referință se raportează mișcarea. Aceasta este, după cum am spus, o evidență

care nu trebuie confundată cu un enunț mai cuprinzător, pe care noi l-am numit „principiul relativității” și pe care l-am pus la baza cercetărilor noastre.

Principiul folosit de noi nu afirmă numai faptul că putem să alegem ca sistem de referință pentru descrierea mișcării oricărui fenomen la fel de bine atât vagonul, cât și calea ferată (căci și acest fapt e evident). Principiul nostru afirmă, în plus: dacă se formulează legile generale ale naturii, așa cum rezultă ele din experiență:

a) fie că se alege calea ferată ca sistem de referință,

b) fie că se alege vagonul ca sistem de referință, aceste legi sunt perfect identice în ambele cazuri (de exemplu, legile mecanicii sau legea vitezei propagării luminii în vid). Ne putem exprima și în felul următor: pentru descrierea *fizică* a proceselor naturale nu poate fi distins nici unul dintre sistemele de referință K și K' . Acest ultim enunț nu este necesarmente *a priori* adevărat, așa cum este primul; el nu este conținut în noțiunile de „mișcare” și „sistem de referință” și nu e derivabil imediat din ele, ci asupra validității lui va decide numai *experiența*.

Până în prezent noi n-am afirmat echivalența tuturor sistemelor de referință K în raport cu formularea legilor naturii. Mai degrabă am folosit o altă cale. Noi am plecat în primul rând de la ipoteza că există un sistem de referință K cu o asemenea stare de mișcare încât față de el e valabil

principiul lui Galilei: un punct material izolat, îndepărtat de toate celelalte corpuri, se mișcă uniform și rectiliniu. În raport cu K (sistem de referință galilean) legile naturii trebuie să fie cât mai simple cu putință. În afara lui K însă, celelalte sisteme de referință K' vor trebui privilegiate în acest sens și, pentru formularea legilor naturii, considerate echivalente cu K acelea care descriu în raport cu K o mișcare rectilie și uniformă, lipsită de rotație; toate aceste sisteme de referință vor fi considerate sisteme de referință galileene. Numai pentru aceste sisteme de referință a fost admisă validitatea principiului relativității, nu și pentru altele care efectuează altfel de mișcări. În acest sens vorbim de principiul *special* al relativității, respectiv de teoria specială a relativității.

În opoziție cu acestea, prin „principiul general al relativității” vom înțelege afirmația: toate sistemele de referință K, K' etc. sunt echivalente pentru descrierea naturii (formularea legilor generale ale naturii), oricare ar fi starea lor de mișcare. Vom observa de îndată că această formulare va fi înlocuită printr-una mai abstractă din motive ce vor apărea doar mai târziu.

După ce s-a confirmat introducerea principiului special al relativității, oricărui spirit avid de generalizare trebuie să-i apară atrăgătoare ideea de a îndrăzni să facă pasul spre principiul general al relativității. Dar o apreciere simplă, foarte întemeiată în aparență, face ca, pentru moment, o asemenea tentativă să pară fără șanse. Cititorul

să se imagineze în vagonul, atât de des invocat, care se mișcă uniform. Atâta vreme cât vagonul se mișcă uniform, călătorii nu vor percepe nimic cu privire la mișcarea vagonului. Călătorii și-ar putea chiar închipui că vagonul este imobil și că în mișcare se află terasamentul. Potrivit principiului special al relativității, această interpretare este de altfel absolut justificată și din punctul de vedere al fizicii.

Să presupunem că, în urma unei frânări bruște, mișcarea vagonului nu mai este uniformă; călătorul va simți că e împins violent înainte. Mișcarea accelerată a vagonului se manifestă prin comportamentul mecanic al corpurilor în raport cu el; comportamentul mecanic nu este același ca în cazul examinat anterior, și pare de aceea exclus ca aceleași legi mecanice să fie valabile în raport cu vagoanele în mișcare neuniformă ca și în raport cu vagoanele în repaus sau în mișcare uniformă. În orice caz, este clar că principiul fundamental al lui Galilei nu mai este valabil pentru vagoanele în mișcare neuniformă. Suntem de aceea obligați să-i acordăm mișcării neuniforme, în ciuda principiului general al relativității, un gen de realitate fizică absolută. Vom vedea însă mai târziu că această concluzie nu e corectă.

19. Câmpul gravitațional

La întrebarea „De ce o piatră pe care o ridicăm și apoi o lăsăm liberă cade la pământ?” se răspun-

de de obicei: „Deoarece ea este atrasă de pământ.” Fizica modernă formulează răspunsul oarecum diferit, din următorul motiv. Studiarea exactă a fenomenelor electromagnetice a condus la concluzia că nu există o acțiune nemijlocită la distanță. De exemplu, atunci când un magnet atrage o bucată de fier, nu trebuie să ne declarăm mulțumiți cu ideea că magnetul acționează direct asupra fierului prin spațiul vid care le separă, ci trebuie să ne imaginăm mai degrabă, după Faraday, că magnetul creează permanent în spațiul care-l înconjoară ceva fizic real numit „câmp magnetic”. La rândul său, acest câmp magnetic acționează asupra bucății de fier în așa fel încât aceasta tinde să se deplaseze spre magnet. Nu vom discuta aici justificarea acestei noțiuni intermediare arbitrare. Vom observa doar că, datorită ei, fenomenele electromagnetice, în special propagarea undelor electromagnetice, pot fi reprezentate teoretic mult mai satisfăcător decât fără ea. În mod analog se concep și efectele gravitației.

Pământul acționează indirect asupra pietrei. El generează în vecinătatea sa un câmp gravitațional. Acesta acționează asupra pietrei și provoacă mișcarea ei de cădere. Forța acestei acțiuni asupra unui corp descrește conform experienței pe măsură ce ne îndepărtăm de Pământ, după o lege perfect determinată. Potrivit modului nostru de a concepe lucrurile, aceasta vrea să spună: legea care guvernează proprietățile spațiale ale câmpului gravitațional trebuie să fie una precis determinată pentru a

reprezenta corect scăderea acțiunii gravitației cu distanța dintre corpurile care interacționează. Ne reprezentăm oarecum corpurile (de exemplu, Pământul) generând direct câmpul în vecinătatea lor imediată; la o distanță mai mare, intensitatea și direcția câmpului vor fi determinate de legea care guvernează proprietățile spațiale ale câmpului gravitațional.

Spre deosebire de câmpurile electrice și magnetice, câmpul gravitațional prezintă o proprietate absolut remarcabilă, care va fi de o importanță fundamentală pentru cele ce urmează. Corpurile care se mișcă exclusiv sub acțiunea câmpului gravitațional suferă o accelerație ce nu depinde nici de substanța, nici de starea lor fizică. O bucată de plumb și una de lemn, în vid, de exemplu, vor cădea la fel de repede în câmpul gravitațional dacă le vom lăsa să cadă fără, respectiv cu aceeași viteză inițială. Am putea formula și altfel această lege extrem de precisă, pe baza următoarelor considerente.

După legea de mișcare a lui Newton,

$$(\text{Forța}) = (\text{Masa inerțială}) \times (\text{Accelerația}),$$

unde „masa inerțială” este o constantă caracteristică a corpurilor accelerate. Dacă se consideră gravitația ca forță de accelerație, atunci vom avea, pe de altă parte,

$$(\text{Forța}) = (\text{Masa grea}) \times (\text{Intensitatea câmpului gravitațional}),$$

unde „masa gravitațională” este, de asemenea, o constantă caracteristică pentru corpuri. Din cele două relații decurge:

$$(\text{Accelerația}) = \frac{(\text{Masa grea})}{(\text{Masa inerțială})} \times \left(\text{Intensitatea câmpului gravitațional} \right).$$

Experiența demonstrează că, pentru un câmp gravitațional dat, accelerația este mereu aceeași, fiind independentă de natura și de starea corpurilor; de aici rezultă că raportul dintre masa grea și masa inerțială este mereu același pentru toate corpurile. Am putea deci, alegând convenabil unitățile, să facem acest raport egal cu 1. Atunci e valabilă propoziția: masa *grea* și masa *inerțială* ale unui corp sunt identice.

Mecanica de până acum a *înregistrat* această propoziție importantă, dar n-a interpretat-o. O interpretare satisfăcătoare poate apărea doar dacă se admite că aceeași calitate a corpului se manifestă, după caz, ca „inerție” sau ca „greutate”. Vom expune în capitolul următor în ce măsură acest lucru se petrece realmente și cum se corelează această problemă cu postulatul general al relativității.

20. Identitatea maselor grea și inerțială ca argument pentru postulatul general al relativității

Să ne imaginăm o mare porțiune a spațiului cosmic vid, atât de îndepărtată de aștri și de orice masă

importantă, încât ne încadrăm cu mare precizie în cazul prevăzut pentru legea fundamentală a lui Galilei. Atunci, pentru această porțiune a lumii devine posibil să alegem un sistem de referință galilean în raport cu care punctele imobile rămân imobile, iar punctele în mișcare conservă constant o mișcare rectilinie și uniformă. Să ne imaginăm ca sistem de referință o imensă cutie de forma unei camere; să presupunem că în interiorul ei se află un observator care dispune de aparate de măsură. Pentru el, firește, nu există greutate. El va trebui să se fixeze pe podea cu sfori pentru ca nu cumva, la cea mai mică ciocnire cu planșeul, să se înalțe lent spre plafonul camerei.

Să presupunem că în mijlocul capacului cutiei se găsește, în afară, un cârlig fixat prin corzi și că cineva trage de el cu o forță constantă. Cutia și observatorul încep să zboare în mișcare uniform accelerată în „sus”. Viteza lor va crește fantastic în timp, dacă vom considera acest ansamblu în raport cu un alt corp de referință de care nu se trage cu ajutorul unei corzi.

Cum judecă omul din cutie acest proces? Accelerația cutiei va fi transmisă acesteia sub forma contrapresiunii prin intermediul planșeului. El va trebui deci să preia această presiune prin picioarele sale, dacă nu va dori să se întindă pe jos cât este de lung. El stă deci în cutia sa exact la fel cum stă omul în camera unei case. Dacă va lăsa să-i cadă un corp pe care mai înainte îl ținuse în mână, atunci accelerația cutiei nu se va transmite aces-

tui corp, iar corpul se va apropia de planșeul cutiei cu o mișcare relativă accelerată. Observatorul se va convinge apoi că *acelerația corpurilor în raport cu planșeul este întotdeauna aceeași, oricare ar fi corpul cu care el face experiența*.

Bazându-se pe cunoștințele sale asupra câmpului gravitațional despre care am vorbit în capitolul precedent, observatorul va ajunge la concluzia că se află, împreună cu cutia, într-un câmp gravitațional constant în timp. O clipă va fi mirat de faptul că această cutie nu cade în câmpul gravitațional. După aceea va descoperi cârligul în mijlocul plafonului și coarda întinsă fixată de el și va conchide: cutia e suspendată astfel încât rămâne imobilă în câmpul gravitațional.

Avem dreptul să zâmbim și să spunem că această concluzie a observatorului e falsă? Cred că nu, dacă vrem să rămânem consecvenți cu noi înșine; mai mult, va trebui să admitem că modul lui de a concepe lucrurile nu se opune nici rațiunii și nici legilor mecanice cunoscute. Putem considera cutia imobilă, chiar dacă ea se află în mișcare accelerată în raport cu „spațiul galilean” analizat anterior. Avem astfel un bun temei să extindem principiul relativității la sistemele de referință aflate în mișcare accelerată unele în raport cu altele, obținând astfel un argument serios pentru un postulat al relativității generalizate.

Trebuie remarcat că posibilitatea acestui mod de a concepe lucrurile se bazează pe proprietatea fundamentală a câmpului gravitațional de a

transmite tuturor corpurilor aceeași accelerație sau, în mod echivalent, pe legea identității dintre masa inerțială și masa grea. Dacă această lege a naturii n-ar exista, observatorul din cutia în mișcare accelerată n-ar interpreta comportamentul corpurilor din preajma sa prin ipoteza unui câmp gravitațional, iar experiența nu i-ar permite să considere sistemul său de referință ca fiind „imobil”.

Să presupunem că observatorul din cutie fixează pe partea inferioară a plafonului cutiei o coardă, suspendând un corp la extremitatea ei liberă. Coarda va rămâne întinsă și atârând „vertical” sub influența acestui corp. Să cercetăm cauza tensiunii corzii. Observatorul din cutia sa va spune: „Corpul suspendat este supus în câmpul gravitațional unei forțe dirijate în jos care este echilibrată de tensiunea corzii. *Masa grea* a corpului suspendat este aceea care determină mărimea tensiunii corzii.” Pe de altă parte, un observator care plutește liber în spațiu va judeca lucrurile astfel: „Coarda este antrenată în mișcarea accelerată a cutiei și o transmite corpului fixat de ea. Tensiunea corzii este atât de mare, încât ea poate să producă accelerația corpului. *Masa inerțială* a corpului este aceea care determină tensiunea corzii.” Vom vedea din acest exemplu că, generalizând principiul relativității, am pus în evidență *necesitatea* identității dintre masa inerțială și masa grea. Astfel am ajuns la o interpretare fizică a acestei propoziții.

Din considerațiile asupra cutiei în mișcare accelerată se poate observa că teoria generală a re-

lativității trebuie să ofere rezultate importante cu privire la legile gravitației. De fapt, dezvoltarea consecventă a ideii relativității generale a condus la legile care guvernează câmpul gravitațional. Trebuie totuși să avertizez cititorul asupra unei neînțelegeri ce ar putea rezulta din cele spuse mai sus. Pentru omul din cutie există un câmp gravitațional, în ciuda faptului că pentru primul sistem de coordonate ales nu a existat unul. S-ar putea deduce ușor că existența unui câmp gravitațional este întotdeauna doar *aparentă*. S-ar putea crede că, oricare ar fi câmpul gravitațional considerat, ar putea fi ales întotdeauna un alt sistem de referință, astfel încât în raport cu el să nu existe nici un câmp gravitațional. Acesta nu este însă cazul pentru toate câmpurile gravitaționale, ci numai pentru unele de o structură cu totul specială. E imposibil, de exemplu, să alegem un sistem de referință astfel încât, privind lucrurile în raport cu el, câmpul gravitațional al Pământului să dispară.

Observăm acum de ce argumentul expus la sfârșitul §18 împotriva principiului general al relativității nu este demonstrativ. Este adevărat că observatorul din vagon se va simți împins înainte în timpul unei frânări bruște, sesizând astfel viteza neuniformă (accelerată) a vagonului. Dar nimeni nu-l obligă să atribuie acest impuls unei accelerații „reale” a vagonului. El ar putea să interpreteze fenomenul și astfel: „Sistemul meu de referință (vagonul) rămâne permanent imobil. Dar în raport cu el acționează (în timpul frânării) un

câmp gravitațional orientat înainte și variabil în timp. Sub influența acestuia terasamentul se mișcă odată cu Pământul, astfel încât viteza inițială a acestuia, orientată înapoi, descrește constant. Așadar, câmpului gravitațional i se datorează impulsul primit de observator.”

21. În ce măsură fundamentele mecanicii clasice și ale teoriei speciale a relativității sunt nesatisfăcătoare?

După cum am amintit de mai multe ori, mecanica clasică pornește de la principiul: punctele materiale aflate suficient de departe unele de altele se mișcă rectiliniu și uniform sau își conservă starea de repaus. Am subliniat în repetate rânduri că această lege fundamentală nu poate fi valabilă decât pentru sisteme de referință K aflate într-o anumită stare de mișcare specială, deplasându-se unele față de altele într-o mișcare uniformă de translație. Acest principiu nu este valabil în raport cu alte sisteme de referință K' . Atât în mecanica clasică, cât și în teoria specială a relativității, se distinge în mod corespunzător între sisteme de referință K , în raport cu care legile naturii sunt valabile și sisteme de referință K' , în raport cu care legile naturii nu sunt valabile.

Dar nici un spirit logic nu se poate declara mulțumit de această stare de lucruri. El își pune întrebarea: „Cum e posibil ca anumite sisteme de referință (respectiv starea lor de mișcare) să se distingă de alte sisteme de referință (sau de starea lor de miș-

care)? *Care este temeiul acestei distincții?*” Mă voi servi de o comparație pentru a arăta mai clar ce vreau să spun cu această întrebare.

Considerăm un aragaz pe care se află două vase atât de asemănătoare încât pot fi confundate. Ambele sunt pe jumătate umplute cu apă. Remarcăm faptul că dintr-unul din aceste vase se ridică mereu aburi, nu însă și din celălalt. Ne vom mira, chiar dacă nu am fi văzut niciodată până atunci un aragaz și un vas pentru fiert apă. Mirarea noastră va dispărea atunci când sub primul vas vom observa licărind ceva albăstrui, iar sub al doilea nu (chiar dacă până atunci n-am văzut o flacără de aragaz). Vom putea spune doar că acest ceva albăstrui reprezintă cauza degajării vaporilor sau, în orice caz, *ar putea fi* cauza lor. Dacă nu am fi observat acest ceva albăstrui sub nici unul dintre vase și dacă totuși am fi observat că unul dintre ele degajă continuu vaporii, nu însă și celălalt, am fi rămas mirați și nemulțumiți până când am fi sesizat o situație pe care s-o facem răspunzătoare de comportamentul diferit al celor două vase.

În mod analog, în mecanica clasică (respectiv, în teoria specială a relativității) noi căutăm în zadar ceva real prin care să întemeiem comportamentul diferit al corpurilor în raport cu sistemele de referință K și K' .^{*} Newton cunoștea deja această

^{*} Această obiecție este în mod special importantă dacă starea de mișcare a sistemului de referință este de așa natură încât pentru menținerea ei nu este necesară nici o influență exterioară, de exemplu în cazul în care sistemul de referință se rotește uniform.

obiecție și a încercat fără succes s-o combată. E. Mach este acela care a recunoscut-o cel mai clar și a cerut din această cauză ca mecanica clasică să fie întemeiată pe alte baze. Această obiecție nu poate fi depășită decât printr-o fizică în conformitate cu principiul general al relativității. Deoarece ecuațiile acestei teorii sunt valabile pentru orice sistem de referință, indiferent de starea de mișcare în care s-ar afla.

22. Unele consecințe ale principiului general al relativității

Considerațiile din §20 arată că principiul general al relativității ne pune în situația de a deriva pe o cale pur teoretică proprietățile câmpului gravitațional. Să presupunem că se cunoaște desfășurarea spațio-temporală a unui proces natural oarecare, așa cum se petrece el în domeniul galilean în raport cu un sistem de referință galilean K . Atunci am putea afla prin operații pur teoretice, adică prin simplu calcul, cum se comportă acest fenomen natural cunoscut în raport cu un sistem de referință K' în mișcare accelerată față de K . Întrucât însă în raport cu acest nou sistem de referință K' există un câmp gravitațional, se poate deduce rațional modul în care acest câmp gravitațional influențează fenomenul studiat. Astfel noi aflăm, de exemplu, că un corp în mișcare rectilinie uniformă în raport cu K (corespunzător principiului lui Galilei) are o mișcare accelerată și în

general curbilinie, în raport cu sistemul de referință accelerat K' (cutie). Această accelerație, respectiv curbura, corespunde influenței asupra corpului în mișcare a câmpului gravitațional care se manifestă în raport cu K' . Faptul că acest câmp gravitațional influențează în acest mod mișcarea corpurilor e cunoscut, prin urmare observația de față nu ne-a adus nimic nou în principiu.

Vom obține însă un rezultat nou de o importanță fundamentală dacă vom aplica această observație la o rază de lumină. Ea se propagă, în raport cu un sistem de referință galilean K , în linie dreaptă cu viteza c . Dar, în raport cu o cutie aflată în mișcare accelerată (sistemul de referință K'), traiectoria acestei raze de lumină, după cum se poate demonstra ușor, nu mai este o linie dreaptă. De aici trebuie să conchidem că, *în general, în câmpurile gravitaționale, razele de lumină nu se propagă în linie dreaptă*. Acest rezultat este foarte important din două motive.

În primul rând, el se poate confrunța direct cu realitatea. Dacă un raționament ne arată că această curbura a razelor de lumină, calculată după teoria generală a relativității, nu este decât foarte mică pentru câmpurile gravitaționale de care dispunem în experiența noastră, ea trebuie să atingă 1,7 secunde de arc pentru razele de lumină care se propagă în apropierea Soarelui. De aici trebuie să rezulte că stelele fixe, vizate din apropierea Soarelui, observație posibilă în timpul eclipselor totale, ne vor apărea îndepărtate de Soare în raport cu poziția pe care ele o ocupă pe cer atunci când

Soarele se află într-un alt punct al cerului. Verificarea acestei consecințe este o sarcină de cea mai mare importanță, a cărei rezolvare viitoare o sperăm din partea astronomilor.

În al doilea rând, această consecință ne arată că, în conformitate cu teoria generală a relativității, legea adesea enunțată a constanței vitezei luminii în vid, ce constituie una dintre cele două ipoteze fundamentale ale teoriei speciale a relativității, nu poate pretinde o valabilitate nelimitată. O curbură a razelor de lumină se poate produce numai dacă viteza de propagare a luminii diferă de la un loc la altul. Am putea considera că această consecință răstoarnă teoria specială a relativității și, implicit, teoria relativității în genere. În realitate, lucrurile nu stau astfel. Putem conchide doar că teoria specială a relativității nu poate pretinde un domeniu de valabilitate nelimitat; rezultatele ei nu sunt valabile decât atunci când se pot neglija influențele câmpurilor gravitaționale asupra fenomenelor (de exemplu, asupra luminii).

Deoarece adversarii teoriei relativității au afirmat adesea că teoria specială a relativității a fost răsturnată de teoria generală a relativității, aş dori să lămuresc, printr-o comparație, cum stau în realitate lucrurile. Înainte de apariția electrodinamicii, legile electrostaticii erau considerate ca legile elec-

* Existența devierii luminii prezisă de teorie a fost constatată fotografic cu ocazia eclipsei de soare din 30 mai 1919 de către două expediții organizate de Royal Society sub conducerea astronomilor Eddington și Crommelin.

tricității pur și simplu. Astăzi noi știm că electrostatica nu se poate aplica în mod corect câmpurilor electrice decât în cazul (care nu este niciodată realizat în mod absolut) când masele electrice sunt riguros imobile unele în raport cu altele și în raport cu sistemul de coordonate. Ecuatiile de câmp ale lui Maxwell în domeniul electrodinamicii au răsturnat oare electrostatica? Deloc. Electrostatica este considerată drept un caz limită al electrodinamicii; legile acesteia din urmă duc în mod direct la cele ale electrostaticii în cazul în care câmpurile sunt constante în raport cu timpul. Este cel mai frumos tip de teorie fizică ce deschide calea unei teorii mai generale, în cadrul căreia ea se menține ca un caz limită.

Am văzut, în exemplul în care se analiza problema propagării luminii, că principiul general al relativității ne dă posibilitatea să derivăm pe o cale teoretică influența câmpului gravitațional asupra desfășurării fenomenelor, atunci când se cunosc deja legile lor în cazul când nu există câmp gravitațional. Problema cea mai interesantă pe care o rezolvă principiul relativității se referă însă la găsirea legilor de care ascultă însuși câmpul gravitațional. Situația este următoarea.

Cunoaștem domenii spațio-temporale care, prin alegerea corespunzătoare a sistemului de referință, se comportă (aproximativ) „galilean”, adică domenii în care câmpurile gravitaționale lipsesc. Dacă raportăm un asemenea domeniu la un sistem de referință oarecare K' aflat în mișcare, atunci în

raport cu K' există un câmp gravitațional variabil în timp și spațiu.* Caracteristicile acestuia depind în mod natural de felul în care noi alegem mișcarea lui K' . Conform teoriei generale a relativității, legea generală a câmpului gravitațional trebuie să fie satisfăcută de toate câmpurile gravitaționale astfel obținute. Chiar dacă nu putem produce pe această cale toate câmpurile gravitaționale, sperăm totuși să putem deduce din aceste câmpuri gravitaționale de un tip special legea generală a gravitației. Această speranță a fost desăvârșit împlinită. Dar, de la conceperea clară a acestui obiectiv până la realizarea lui efectivă, a trebuit să fie surmontată încă o dificultate serioasă, pe care n-o pot ascunde cititorului, deoarece ea este adânc înrădăcinată în natura acestei situații. Mai întâi să aprofundăm însă proprietățile continuului spațiu-timp.

23. Comportamentul ceasornicelor și etaloanelor de lungime într-un sistem de referință în mișcare de rotație

Până acum, în mod intenționat n-am vorbit despre interpretarea fizică a indicațiilor de timp și spațiu în cazul teoriei generale a relativității. M-am făcut prin aceasta vinovat de o anumită incorectitudine care nu este nici scuizabilă, nici lipsită de importanță, după cum știm din teoria specială a relativității. Este timpul să umplem acest gol; vom

* Aceasta rezultă dintr-o generalizare a raționamentului făcut în §20.

observa însă de la început că înțelegerea acestei probleme necesită din partea cititorului multă răbdare și putere de abstracție.

Să considerăm din nou cazuri cu totul speciale la care am apelat de atâtea ori. Fie un domeniu spațio-temporal în care nu există câmp gravitațional în raport cu un sistem de referință K aflat într-o stare de mișcare convenabil aleasă; în raport cu acest domeniu, K este atunci un sistem de referință galilean și rezultatele teoriei speciale a relativității sunt valabile în raport cu K . Să ne imaginăm același domeniu în raport cu un al doilea sistem de referință K' , care se rotește uniform față de K . Pentru fixarea ideilor, să ne imaginăm că K' este reprezentat de un disc plat care se rotește uniform în jurul centrului în planul său. Un observator situat excentric pe acest disc K' este supus unei forțe ce acționează pe direcția radială spre exterior, forță atribuită efectului inerției (forță centrifugă) de către un observator imobil în raport cu primul sistem. Observatorul așezat pe disc ar putea considera discul său un sistem de referință „imobil” având drept justificare principiul general al relativității. El va concepe forța ce acționează asupra sa și, în general, asupra tuturor corpurilor imobile în raport cu discul ca datorată unui câmp gravitațional. Fără îndoială, distribuția în spațiu a acestui câmp gravitațional este una care ar fi imposibilă din punctul de vedere al teoriei newtoniene a gravitației.*

* Câmpul se anulează în centrul discului și crește proporțional cu distanța pornind din acest punct spre exterior.

Întrucât însă observatorul crede în teoria generală a relativității, acest fapt nu-l deranjează; el speră, pe bună dreptate, că s-ar putea formula o lege generală a gravitației care să explice corect nu numai mișcarea astrilor, ci și câmpul de forțe pe care-l percepe el pe disc.

Acest observator face experiențe pe discul său cu ceasornice și etaloane de lungime, cu intenția de a ajunge pe baza observațiilor la definiții exacte pentru indicațiile de timp și spațiu în raport cu discul K' . Ce-i vor arăta aceste experiențe?

Să presupunem două ceasornice identice fixate de observator, unul în centrul discului și altul la periferia acestuia, astfel încât ambele să rămână imobile în raport cu discul. Ne întrebăm dacă aceste două ceasornice merg la fel de repede din punctul de vedere al sistemului de referință galileean K care nu se află în mișcare de rotație. Din această perspectivă considerând lucrurile, ceasornicul din centrul discului n-are nici o viteză, în timp ce cel de la periferie, ca urmare a rotației în raport cu K , se află în mișcare. După un rezultat din §12, ceasornicul al doilea merge, în raport cu K , mai încet decât cel din centrul discului. Același lucru trebuie să-l constate evident și observatorul de pe disc, pe care-l presupunem situat în centrul discului lângă ceasul de acolo. Astfel, un ceasornic merge mai repede sau mai încet pe discul nostru sau în general într-un câmp gravitațional, în funcție de locul în care este plasat (în repaus) ceasornicul. De aceea nu este posibil ca timpul să fie definit rațional cu

ajutorul ceasornicelor imobile în raport cu un sistem de referință. O dificultate asemănătoare apare și atunci când se încearcă să se aplice aici vechea noastră definiție a simultaneității, problemă asupra căreia nu voi insista.

Dar și definiția coordonatelor spațiale ridică la început dificultăți în aparență insurmontabile. Dacă observatorul aflat în mișcare odată cu discul va pune rigla sa gradată (o riglă foarte mică în raport cu raza discului) tangent la periferia discului, lungimea sa în raport cu un sistem de referință galilean va fi inferioară lui 1, deoarece, conform §12, corpurile în mișcare suferă o contracție în sensul mișcării. Dacă, dimpotrivă, el va așeza aceeași riglă pe direcția razei discului, atunci aceasta, raportată la K , nu va suferi nici o scurtare. Dacă observatorul va măsura cu rigla sa mai întâi circumferința discului și apoi diametrul lui și dacă va împărți cele două rezultate ale măsurătorii unul la altul, atunci el nu va găsi ca rezultat cunoscutul număr $\pi = 3,14\dots$, ci un număr mai mare*, în timp ce pentru un disc imobil în raport cu K se va obține, natural, prin aceeași operație, exact numărul π . S-a demonstrat astfel că teoremele geometriei euclidiene nu sunt valabile riguros pentru discuri aflate în rotație și, implicit, în general într-un câmp

* În tot acest raționament trebuie să folosim sistemul K galilean (nu cel în rotație) drept sistem de coordonate, deoarece numai în raport cu K trebuie să admitem ca valabile rezultatele teoriei speciale a relativității (în raport cu K' domnește un câmp gravitațional).

gravitațional, cel puțin în cazul în care îi atribuim riglei lungimea 1 fără a ține seama nici de poziția și nici de orientarea sa. Noțiunea de linie dreaptă își pierde astfel semnificația. Nu vom putea deci defini exact coordonatele x, y, z în raport cu discul după metoda folosită în teoria specială a relativității. Totuși, atâta vreme cât nu s-a definit ce înțelegem prin coordonatele spațiale și momentele temporale ale evenimentelor, nici legile naturii în care apar aceste indicații de coordonate n-au o semnificație exactă.

Toate raționamentele expuse până acum privind teoria generală a relativității par a fi puse astfel sub semnul întrebării. De fapt, este suficient să folosim un expedient subtil pentru a putea aplica corect postulatul relativității generale. Pentru aceasta cititorul va fi pregătit prin considerațiile ce vor urma.

24. Continuul euclidian și neeuclidian

Să considerăm suprafața unei mese de marmură. Din oricare punct al mesei eu pot ajunge la oricare alt punct al acesteia deplasându-mă de un mare număr de ori spre un punct întotdeauna „vecin” sau, în alți termeni, mergând din punct în punct, fără „salturi”. Ce se înțelege prin „vecin” și prin „salturi” va fi, desigur, înțeles de cititor cu suficientă precizie (cu condiția ca el să nu fie prea exigent). Vom exprima aceasta spunând că suprafața este un continuu.

Să ne imaginăm apoi că, pentru „acoperirea” mesei, dispunem de un mare număr de bastonașe de aceeași lungime. Prin aceasta trebuie să înțelegem că putem face să coincidă extremitățile acestor bastonașe două câte două. Să plasăm deci patru asemenea bastonașe pe suprafața mesei, astfel încât extremitățile lor să formeze un patrulater cu diagonalele de aceeași lungime (un pătrat); ne vom servi de un bastonaș de probă pentru a obține egalitatea diagonalelor. Să alăturăm acestui pătrat alte pătrate egale, care să aibă în comun cu el un bastonaș, acestora din urmă să le alăturăm alte asemenea pătrate ș.a.m.d. În cele din urmă, întreaga masă va fi acoperită cu pătrate, astfel încât fiecare latură a unui pătrat să fie comună pentru două pătrate, iar fiecare colț al unui pătrat să fie comun pentru patru pătrate.

Este o adevărată minune că putem face această operație fără a întâmpina cele mai mari dificultăți. E suficient să ne gândim doar la următoarele. Dacă într-un colț comun construim trei pătrate, am și trasat două laturi ale celui de-al patrulea pătrat. Modul în care vor fi construite celelalte două laturi ale lui este astfel complet determinat, așa încât eu nu mai pot modifica acest patrulater pentru a-i face diagonalele egale. Dacă ele sunt de la sine egale, înseamnă că masa și bastonașele posedă o proprietate specială de care nu pot decât să mă minunez. Dacă construcția reușește, vom vedea și alte minuni de acest gen.

Dacă într-adevăr totul decurge normal, voi spune că punctele mesei formează un continuu euclidian în raport cu bastonașele utilizate. Dacă voi alege un colț al pătratului drept „origine”, voi putea determina celelalte colțuri ale pătratului în raport cu acest punct cu ajutorul a două numere. Nu e nevoie decât să precizez câte bastonașe trebuie să așez la „dreapta” și câte în „sus” plecând de la punctul de origine pentru a ajunge la vârful avut în vedere. Aceste două numere reprezintă „coordonatele carteziane” ale acestui punct în raport cu „sistemul de coordonate cartezian” definit de aceste bastonașe.

S-ar putea ca, în unele cazuri, această experiență să nu reușească, după cum putem vedea din următoarea modificare a experimentului ideal. Să presupunem că, sub influența creșterii temperaturii, bastonașele se „dilată” și că masa va fi încălzită în centrul ei, nu și la periferie, astfel încât în orice loc al mesei extremitățile a două dintre bastonașele noastre se păstrează cap la cap. Construcția noastră de pătrate va trebui astfel să fie necesarmente deranjată, deoarece bastonașele din centrul mesei se vor dilata, în timp ce cele de la margine își vor menține lungimea.

Suprafața mesei nu mai constituie un continuu euclidian în raport cu bastonașele noastre (definite ca unități de măsură), iar noi nu mai suntem în situația de a defini imediat cu ajutorul lor coordonatele carteziane, deoarece construcția precedentă nu mai poate fi realizată. Dar, întrucât

există alte obiecte care nu sunt influențate în același mod ca bastonașele (sau nu sunt deloc influențate) de temperatura mesei, am putea reține, în mod natural, concepția după care suprafața mesei constituie un „continuu euclidian”; acesta se obține în mod satisfăcător cu ajutorul unor convenții mai subtile asupra măsurătorilor, adică a comparării lungimilor.

Dar dacă, sub influența temperaturii, bastonașele de orice fel, adică din orice material, se vor comporta *la fel* pe suprafața mesei supuse unor temperaturi variabile și dacă, pentru a constata acțiunea temperaturii, nu vom avea alt mijloc decât comportamentul geometric al bastonașelor în experiențe analoge cu cea descrisă mai sus, am putea atribui distanța 1 depărtării dintre două puncte de pe masă atunci când ele coincid cu extremitățile unuia dintre bastonașele noastre; cum am putea defini altfel nearbitrar o distanță? Dar atunci trebuie să abandonăm metoda coordonatelor carteziene și s-o înlocuim cu alta care nu mai presupune validitatea geometriei euclidiene pentru corpurile rigide.* Cititorul observă că situația

* Problema noastră s-a pus matematicienilor în forma următoare. Fiind dată o suprafață, de exemplu un elipsoid, în spațiul euclidian tridimensional, există pe această suprafață o geometrie cu două dimensiuni la fel ca în plan. Gauss și-a pus problema de a căuta principiile acestei geometrii cu două dimensiuni fără a se folosi de ideea că respectiva suprafață aparține unui continuu euclidian cu trei dimensiuni. Dacă pe această suprafață se imaginează construcții cu ajutorul

expusă aici seamănă foarte mult cu cea pe care a adus-o cu sine postulatul general al relativității.

25. Coordonate gaussiene

Iată cum a tratat Gauss această problemă din punct de vedere analitic-geometric. Să ne imaginăm pe suprafața mesei un sistem de curbe oarecare (vezi fig. 4), pe care le vom desemna prin u și le vom caracteriza pe fiecare printr-un număr. În desen sunt reprezentate curbele $u = 1$, $u = 2$ și $u = 3$. Între curbele $u = 1$ și $u = 2$ trebuie să ne imaginăm un număr infinit de curbe corespunzând tuturor numerelor reale cuprinse între 1 și 2. Avem astfel un sistem de curbe u infinit apropiate pe toată suprafața mesei. Nici o curbă u nu trebuie să intersecteze o altă asemenea curbă; prin orice punct de pe suprafață trece una și numai una dintre aceste curbe. Astfel, fiecărui punct de pe suprafața tablei îi corespunde o valoare bine determinată a lui u . Să ne imaginăm de asemenea un sistem de

bastonașelor rigide (analoge cu cele realizate pe suprafața mesei), ele vor satisface alte legi decât cele ale geometriei euclidiene a planului. Această suprafață nu constituie un continuu euclidian în raport cu bastonașele și pe ea nu se pot defini coordonatele carteziene. Gauss a arătat după ce principii putem trata relațiile geometrice pe această suprafață, deschizând astfel calea geometriei lui Riemann a continuurilor neeuclidiene pluridimensionale. De aceea matematicienii au rezolvat deja de multă vreme problemele formale la care conduce postulatul general al relativității.

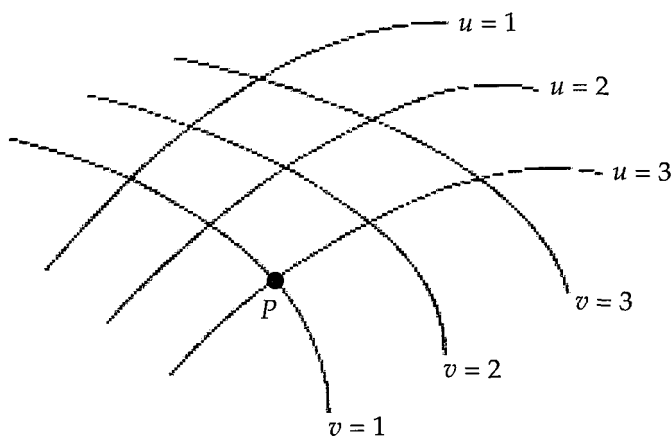


Fig 4

curbe v , ce satisfac aceleași condiții, cărora le corespund numere în același mod, și care ar putea fi oricum formate. Fiecărui punct al suprafeței mesei îi va corespunde atunci o valoare a lui u și una a lui v , numere pe care le vom numi *coordonate* (coordonate *gaussiene*). De exemplu, punctul P reprezentat în figură are drept coordonate gaussiene $u = 3, v = 1$. Două puncte vecine P și P' de pe suprafață corespund coordonatelor

$$P: u; v$$

și

$$P': u + du; v + dv,$$

unde du și dv reprezintă numere foarte mici. Fie ds numărul foarte mic reprezentând distanța măsurată cu o riglă gradată dintre P și P' . După Gauss,

$$ds^2 = g_{11}du^2 + 2g_{12}dudv + g_{22}dv^2,$$

unde g_{11} , g_{12} , g_{22} reprezintă mărimi ce depind într-o modalitate precisă de u și v . Mărimile g_{11} , g_{12} , g_{22} determină comportamentul bastonașelor în raport cu curbele u și v și ca urmare în raport cu suprafața mesei. În cazul în care punctele suprafeței considerate constituie un continuu euclidian în raport cu bastonașele de măsură, dar numai în acest caz, e posibil să alegem curbele u și v și să le atribuim numere astfel încât să avem, simplu,

$$ds^2 = du^2 + dv^2.$$

În acest caz curbele u și v sunt linii drepte în sensul geometriei euclidiene, linii ortogonale. Atunci coordonatele gaussiene sunt, simplu, coordonate carteziene. Coordonatele gaussiene, după cum se observă, nu sunt decât două numere atribuite fiecărui punct de pe suprafață în așa fel încât la două puncte vecine în spațiu corespund valori foarte puțin diferite ale coordonatelor.

Aceste considerații se aplică mai întâi unui continuu bidimensional. Dar metoda gaussiană se poate aplica și unui continuu cu trei, patru sau mai multe dimensiuni. Să considerăm, de exemplu, un continuu cvadridimensional; vom pune în corespondență fiecărui punct al continuului în mod arbitrar patru numere x_1, x_2, x_3, x_4 care vor fi numite „coordoate”. Punctelor vecine le vor corespunde valori ale coordonatelor vecine. Dacă am definit fizic distanța a două puncte vecine P și P' și dacă știm cum s-o măsurăm, vom avea formula

$$ds^2 = g_{11}dx_1^2 + 2g_{12}dx_1dx_2 + \dots + g_{44}dx_4^2,$$

unde mărimile g_{11} etc. au valori ce variază după locul din continuu. Numai în cazul în care continuul este euclidian e posibil să punem în corespondență punctelor continuului coordonatele x_1, x_2, x_3, x_4 , astfel încât vom avea simplu:

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2.$$

Atunci în continuul cvadridimensional sunt variabile relații analoge cu cele pe care le satisfac măsurările în continuul nostru tridimensional.

Reprezentarea gaussiană pentru ds^2 nu este totuși posibilă decât dacă putem considera drept continuuri euclidiene domenii suficient de mici ale continuului studiat. Aceasta se întâmplă evident în cazul mesei și al temperaturii variabile în funcție de loc. Deoarece pentru o parte mică a mesei temperatura este practic constantă, iar bastonașele se comportă geometric aproape conform regulilor geometriei euclidiene. Dificultatea construirii pătratelor din paragraful precedent nu va mai apărea decât atunci când această construcție se va extinde asupra unei părți considerabile a mesei.

În rezumat, putem spune: Gauss a descoperit o metodă pentru studiul matematic al continuurilor oarecare, în care se definesc relațiile metrice („distanța” punctelor vecine). Fiecărui punct al continuului îi vor corespunde atâtea numere (coordoanate gaussiene) câte dimensiuni are continuul. Această

corespondență trebuie să fie univocă și de o asemenea natură încât punctelor vecine să le corespundă numere infinit de puțin diferite (coordonate gaussiene). Sistemul de coordonate gaussian este o generalizare logică a sistemului de coordonate cartezian. El este aplicabil și continuurilor neeuclidiene, dar numai atunci când mici părți ale continuului studiat în raport cu măsura definită („distanța”) pot fi considerate ca euclidiene cu o aproximație cu atât mai mare, cu cât partea considerată a continuului este mai mică.

26. Continuul spațio-temporal al teoriei speciale a relativității — continuu euclidian

Acum suntem în măsură să expunem cu mai multă precizie ideile lui Minkowski indicate doar sumar în §17. Conform teoriei speciale a relativității anumite sisteme de coordonate, pe care le-am numit „sisteme de coordonate galileene”, joacă un rol special în descrierea continuului cvadridimensional spațio-temporal. Pentru ele, cele patru coordonate x, y, z, t , care determină un eveniment sau, altfel spus, un punct al continuului cvadridimensional, sunt definite fizic într-un mod simplu, așa cum s-a arătat pe larg în prima parte a acestei lucrări. Pentru trecerea de la un sistem galilean la altul aflat în mișcare uniformă în raport cu el sunt valabile ecuațiile transformării Lorentz care formează baza pentru derivarea consecințelor teoriei speciale a

relativității și nu reprezintă, la rândul lor, decât expresia valabilității universale a legii propagării luminii pentru toate sistemele de referință galileene.

Minkowski a descoperit că transformarea Lorentz satisface următoarele condiții simple. Să considerăm două evenimente vecine, a căror poziție relativă e dată în continuul cvadridimensional prin diferențele de coordonate spațiale dx , dy , dz și prin diferența de timp dt în raport cu un sistem de referință galilean K . În raport cu un al doilea sistem galilean, diferențele analoge pentru aceste două evenimente vor fi dx' , dy' , dz' , dt' . Atunci aceste mărimi vor satisface mereu condiția

$$dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2 = dx'^2 + dy'^2 + dz'^2 - c^2 dt'^2.$$

Aceste condiții au drept consecință validitatea transformării Lorentz. Putem spune și astfel: mărimea

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c^2 dt^2$$

relativă la două puncte vecine ale continuului cvadridimensional spațiu-timp își conservă aceeași valoare pentru toate sistemele de referință preferențiale (galileene). Dacă se înlocuiesc x , y , z , $\sqrt{-1}ct$ prin x_1 , x_2 , x_3 , x_4 se observă că măsura

$$ds^2 = dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2$$

este independentă de alegerea sistemului de referință. Vom numi mărimea ds „distanța” celor două evenimente sau puncte cvadridimensionale.

Dacă în locul variabilei reale t se alege ca variabilă temporală variabila imaginară $\sqrt{-1}ct$ se poate, conform teoriei speciale a relativității, considera continuul spațio-temporal ca un continuu „euclidian” cvadridimensional, așa cum a rezultat din raționamentele din paragraful anterior.

27. Continuul spațio-temporal al teoriei generale a relativității nu este un continuu euclidian

În prima parte a acestei lucrări am putut utiliza coordonate spațiale și temporale susceptibile de o interpretare fizică simplă și directă și care, după §26, pot fi interpretate drept coordonate carteziene cu patru dimensiuni. Acest lucru era posibil pe baza legii constanței vitezei luminii în vid, pe care însă, conform §21, teoria generală a relativității nu o mai acceptă; am ajuns, dimpotrivă, la rezultatul după care, conform teoriei generale a relativității, viteza luminii trebuie să depindă mereu de coordonate, atunci când e prezent un câmp gravitațional. Am găsit apoi, în §23 pe un caz particular, că prezența unui câmp gravitațional face imposibilă acea definire a coordonatelor și a timpului care ne-a condus la realizarea obiectivului în teoria specială a relativității.

Date fiind aceste rezultate, ajungem la convingerea că, după teoria generală a relativității, continuul spațio-temporal nu mai poate fi înțeles ca un continuu euclidian, ci că aici ne aflăm în ca-

zul general pe care l-am întâlnit deja pentru continuul bidimensional al suprafeței mesei și al temperaturii variabile. Așa cum acolo nu era posibil să se construiască din bastonașe egale un sistem de coordonate cartezian, la fel și aici e imposibil să construim din corpuri rigide și ceasornice un sistem (sistem de referință) în așa fel încât etaloanele de lungime și ceasornicele rigid legate între ele să indice în mod direct poziția și timpul. Aceasta este dificultatea pe care am întâlnit-o în §23.

Explicațiile din §25 și §26 ne indică însă calea de urmat pentru depășirea acestei dificultăți. Raportăm într-un mod arbitrar continuul spațio-temporal cvadridimensional la coordonatele gaussiene. Vom face să corespundă fiecărui punct al continuului patru numere x_1, x_2, x_3, x_4 (coordoanate) care nu posedă o semnificație fizică nemijlocită, ci servesc numai la numerotarea punctelor continuului într-o anume modalitate arbitrară. Această corespondență nu trebuie să fie în mod necesar de așa natură încât x_1, x_2, x_3 să reprezinte „coordoanate spațiale”, iar x_4 „coordonata temporală”.

Cititorul ar putea crede că o asemenea descriere a lumii este cu totul insuficientă. De ce să se atribue unui eveniment coordonatele determinate x_1, x_2, x_3, x_4 , dacă aceste coordonate n-au nici o semnificație? La o examinare mai atentă se observă însă că această întrebare nu este întemeiată. Să considerăm, de exemplu, un punct material oarecare în mișcare. Dacă acesta ar avea doar o existență momentană, lipsită de durată, atunci el ar putea

fi descris spațio-temporal printr-un singur sistem de valori x_1, x_2, x_3, x_4 . Existența sa durabilă poate fi caracterizată printr-un număr infinit de mare de sisteme de valori (ale căror coordonate diferă infinit de puțin unele de altele), punctele fiind foarte apropiate între ele; punctului material îi va corespunde deci o linie (unidimensională) într-un continuu cvadridimensional. Mai multor puncte în mișcare le vor corespunde de asemenea astfel de linii în continuul nostru. Numai propozițiile referitoare la aceste puncte, care pot pretinde realitatea fizică, sunt realmente propoziții asupra coincidenței acestor puncte. O asemenea coincidență se manifestă în reprezentarea noastră matematică prin faptul că cele două linii reprezentând mișcările respective ale acestor două puncte au comun un anumit sistem de valori de coordonate x_1, x_2, x_3, x_4 . Cititorul va admite desigur după o anumită reflecție că asemenea coincidențe sunt, de fapt, singurele constatări reale cu caracter spațio-temporal pe care le întâlnim în enunțurile fizice.

Când am descris mai înainte mișcarea unui punct material față de un sistem de referință nu am indicat altceva decât coincidențele acestui punct cu puncte determinate ale sistemului de referință. Indicațiile de timp rezultă și ele din constatarea coincidenței corpurilor cu ceasornice, legată de constatarea coincidenței indicatoarelor ceasornicelor cu puncte determinate de pe cadran. La fel se petrec lucrurile cu măsurările lungimilor cu etaloane, cum poate rezulta după o mică reflecție.

În general, orice descriere fizică se descompune într-un număr de propoziții, fiecare dintre ele raportându-se la coincidența spațio-temporală a două evenimente A și B . Orice asemenea propoziție se exprimă în coordonate gaussiene prin concordanța celor patru coordonate x_1, x_2, x_3, x_4 . Descrierea continuului spațio-temporal prin coordonate gaussiene înlocuiește de fapt în mod complet descrierea cu ajutorul unui sistem de referință, fără a mai prezenta neajunsurile acestei ultime metode; ea nu mai este legată de caracterul euclidian al continuului pe care-l reprezintă.

28. Formularea exactă a principiului general al relativității

Acum suntem în situația de a înlocui formularea provizorie din §18 a principiului general al relativității printr-una exactă. Forma adoptată atunci: „Toate sistemele de referință K, K' etc. sunt echivalente pentru descrierea naturii (formularea legilor generale ale naturii), oricare ar fi starea lor de mișcare” nu mai poate fi păstrată, deoarece nu mai este posibilă folosirea corpurilor de referință rigide pentru descrierea spațio-temporală, în sensul metodei urmate în teoria specială a relativității. Se înlocuiește sistemul de referință prin sistemul de coordonate gaussiene. Ideea principală a principiului general al relativității este exprimată de următoarea propoziție: *Toate sistemele de co-*

ordonate gaussiene sunt principial echivalente pentru formularea legilor generale ale naturii.

Putem enunța acest principiu general al relativității și într-o altă formă, care indică și mai clar faptul că această propoziție este o generalizare naturală a principiului special al relativității. După teoria specială a relativității, ecuațiile care exprimă legile generale ale naturii se transformă în ecuații de aceeași formă atunci când, prin utilizarea transformării Lorentz, în locul variabilelor x, y, z, t de poziție și timp ale unui sistem de referință (galilean) K , se introduc variabilele x', y', z', t' ale unui nou sistem de referință K' . După teoria generală a relativității, dimpotrivă, aceste ecuații trebuie să se transforme în ecuații de aceeași formă printr-o substituție oarecare a variabilelor gaussiene x_1, x_2, x_3, x_4 , deoarece orice transformare (nu doar transformarea Lorentz) corespunde unei schimbări de coordonate gaussiene.

Dacă nu vrem să renunțăm la intuiția obișnuită tridimensională, vom putea caracteriza dezvoltarea ideilor fundamentale ale teoriei generale a relativității după cum urmează. Teoria specială a relativității se referă la domenii galileene, adică la domenii în care nu există nici un câmp gravitațional. Ca sistem de referință servește aici un sistem de referință galilean, adică un corp rigid într-o stare de mișcare astfel aleasă încât în raport cu ea e valabil principiul galilean al mișcării uniforme-recilinii a punctelor materiale „izolate”.

Anumite considerații conduc la raportarea acestor domenii galileene la sisteme de referință care

nu sunt galileene. Există atunci, în raport cu acestea, un câmp gravitațional de un tip particular (§20 și 23).

Dar, în câmpuri gravitaționale nu există corpuri rigide cu proprietăți euclidiene. Ficțiunea corpurilor de referință rigide eșuează în teoria generală a relativității. Mersul ceasornicelor este și el influențat de câmpurile gravitaționale, astfel încât o definiție fizică a timpului cu ajutorul direct al acestor ceasornice nu are deloc același grad de evidență ca în teoria specială a relativității.

De aceea se utilizează corpuri de referință nerigide, care nu numai că se află într-o mișcare oarecare, ca orice corp, dar care în timpul mișcării lor suferă schimbări de formă arbitrare. Pentru a defini timpul se utilizează ceasornice care funcționează după orice lege de mișcare, oricât de neregulată, pe care ni le imaginăm fixate fiecare într-un punct al sistemului de referință nerigid și care nu satisfac decât condiția ca indicatoarele simultan observabile ale ceasornicelor situate în vecinătate să difere infinitesimal. Aceste corpuri de referință nerigide, pe care le-am putea numi pe drept cuvânt „moluște de referință”, sunt esențialmente echivalente cu un sistem oarecare de coordonate gaussiene cu patru dimensiuni. Ceea ce-i conferă „moluștei” în raport cu sistemul de coordonate gaussian un anumit caracter intuitiv este conservarea din punct de vedere formal (conservare, de fapt, nejustificată) a existenței proprii a coordonatelor „spațiale” în raport cu coordonata „temporală”.

Fiecare punct al moluștei este considerat un punct în spațiu, fiecare punct material imobil în raport cu el va fi considerat pur și simplu ca imobil, atâta vreme cât molusca va fi luată ca sistem de referință. Principiul general al relativității cere ca toate aceste moluște să poată fi întrebuințate cu egală îndreptățire și cu succes egal ca sisteme de referință în formularea legilor generale ale naturii; legile trebuie să fie complet independente de alegerea moluștelor.

Tocmai în această limitare drastică impusă legilor naturii constă intuiția esențială imanentă principiului general al relativității.

29. Soluția problemei gravitației pe baza principiului general al relativității

Cititorul care a urmărit toate considerațiile expuse până acum nu va avea nici o dificultate să înțeleagă metoda care va oferi soluția problemei gravitației.

Vom începe prin a considera un domeniu galilean, adică un domeniu în care nu există câmp gravitațional în raport cu sistemul de referință galilean K . Știm din teoria specială a relativității cum se comportă riglele și ceasornicele în raport cu K și de asemenea cum se comportă punctele materiale „izolate”; acestea se mișcă rectiliniu și uniform.

Să raportăm acum acest domeniu la un sistem de coordonate gaussian oarecare sau mai degra-

bă la o „moluscă” luată ca sistem de referință K' . În raport cu K' există un câmp gravitațional (de un gen particular). Un calcul simplu ne permite să determinăm comportamentul riglelor și al ceasornicelor precum și al punctelor materiale în mișcare liberă în raport cu K' . Acest comportament îl vom interpreta ca fiind un comportament al riglelor, ceasornicelor și punctelor materiale, sub influența câmpului gravitațional G . Se va introduce apoi ipoteza după care influența unui câmp gravitațional asupra riglelor, ceasornicelor și punctelor materiale în mișcare liberă se produce după aceleași legi chiar și atunci când câmpul gravitațional *nu* poate fi derivat prin simple transformări de coordonate din cazul particular galilean.

După aceea se cercetează comportamentul spațio-temporal al unui câmp gravitațional G derivat din cazul galilean special prin simple transformări de coordonate și se exprimă acest comportament printr-o lege care este mereu valabilă, indiferent de alegerea și sistemul de referință (molusca) utilizat pentru descrierea fizică.

Această lege nu este încă legea *generală* a câmpului gravitațional, întrucât câmpul gravitațional studiat, G , este de un tip particular. Pentru a descoperi legea generală a câmpului gravitațional este necesară încă o generalizare a legii astfel obținută; această generalizare este complet determinată dacă se iau în considerație următoarele condiții:

- Generalizarea căutată trebuie să satisfacă de asemenea principiul general al relativității.

- b. Dacă în domeniul considerat există materie, câmpul pe care ea îl produce nu depinde decât de masa sa inertială și, ca urmare, conform §15, doar de energia sa.
- c. Ansamblul format din câmpul gravitațional și masă trebuie să satisfacă legea conservării energiei (sau impulsului).

Finalmente, principiul general al relativității ne permite să aflăm influența câmpului gravitațional asupra desfășurării tuturor acelor procese care în cazul absenței unui câmp gravitațional se supun legilor cunoscute, adică a celor deja introduse în cadrul teoriei speciale a relativității. Vom urma aici, în principiu, metoda care a fost analizată mai înainte pentru rigle, ceasornice și puncte materiale în mișcare liberă.

Teoria gravitației dedusă astfel din principiul general al relativității nu se distinge doar prin frumusețea sa; ea nu corectează doar defectul, indicat în §21, pe care-l prezintă mecanica clasică; ea nu explică doar legea experimentală a egalității dintre masa inertială și masa grea; în plus, ea a explicat deja două rezultate de observație ale astronomiei esențial diferite în fața cărora mecanica clasică eșua. Al doilea dintre aceste rezultate, și anume curbarea razelor de lumină de către câmpul gravitațional al Soarelui, a fost deja amintit. Primul se referă la orbita planetei Mercur.

Dacă se consideră ecuațiile teoriei generale a relativității în cazul special când câmpurile gravitaționale sunt slabe și toate masele se deplasează

în raport cu un sistem de coordonate cu viteze mici față de viteza luminii, se va obține imediat teoria lui Newton ca primă aproximație; această teorie se obține fără a introduce ipoteze speciale, în timp ce Newton a fost obligat să introducă ipoteza unei forțe de atracție invers proporțională cu pătratul distanței dintre punctele materiale aflate în interacțiune. Dacă se mărește gradul de precizie a calculelor, vor apărea unele abateri de la teoria lui Newton, care scapă însă aproape în întregime observațiilor noastre din cauza micimii lor.

Una dintre aceste abateri va trebui considerată aici în mod special. După teoria lui Newton, o planetă se mișcă în jurul Soarelui pe o elipsă care-și va păstra permanent poziția în raport cu stelele fixe, dacă se vor putea neglija acțiunea altor planete asupra planetei considerate și mișcarea proprie a stelelor fixe. Dacă vom face abstracție de aceste două influențe, atunci orbita planetelor va trebui să fie invariabilă în raport cu stelele fixe, în cazul în care teoria lui Newton este exactă. Această consecință testabilă cu o precizie foarte mare s-a confirmat la toate planetele până la planeta cea mai apropiată de Soare, Mercur, cu precizia observațiilor pe care o putem atinge astăzi. Despre planeta Mercur însă noi știm deja de la Leverrier că elipsa care reprezintă traiectoria sa, corijată în sensul de mai sus, nu este imobilă în raport cu stelele fixe, ci se află într-o mișcare de rotație extraordinar de lentă în planul traiectoriei și în sensul mișcării de revoluție. Pentru această mișcare de

rotație a elipsei traiectoriei s-a determinat o valoare de 43 secunde de arc pe secol, cu o eroare mai mică de câteva secunde de arc. Explicația acestui fenomen prin mecanica clasică nu poate fi dată decât introducând ipoteze puțin plauzibile și concepute special în acest scop.

Din teoria generală a relativității rezultă că orice elipsă a planetelor va trebui cu necesitate să se rotească în modul indicat mai sus în jurul Soarelui; la toate celelalte planete cu excepția lui Mercur, această rotație este însă prea mică pentru a putea fi constatată cu precizia măsurărilor noastre actualmente realizabile; pentru Mercur, ea atinge însă 43 de secunde de arc pe secol, exact așa cum a fost stabilit pe baza observației.

În plus, din această teorie s-a putut deduce până acum o consecință susceptibilă a fi verificată prin observații, și anume deplasarea spectrului luminii pe care o primim de la stelele uriașe în raport cu cea produsă pe Pământ în mod analog (adică produsă de același tip de molecule). Nu mă îndoiesc de faptul că și această consecință a teoriei va fi curând confirmată.

CONSIDERAȚII ASUPRA UNIVERSULUI CA ÎNTREG

30. Dificultățile cosmologice ale teoriei newtoniene

În afara dificultății expuse în §21, mecanica cerească clasică întâmpină de asemenea încă o a doua dificultate principială care, după știința mea, a fost discutată pentru prima dată în mod detaliat de astronomul Seeliger. Dacă se studiază cum poate fi considerat universul ca întreg, atunci răspunsul cel mai natural pare a fi următorul: universul este infinit în spațiu (și în timp). Peste tot există stele, astfel încât densitatea materiei, deși este local foarte diferită, global rămâne aceeași. În alți termeni: oricât de departe am călători în spațiu, se vor găsi peste tot răspândite o mulțime de stele fixe, de același tip și aceeași densitate.

Această concepție este incompatibilă cu teoria lui Newton. Teoria sa pretinde mai degrabă că universul are un gen de centru, în care densitatea stelelor este maximă, iar această densitate a stelelor scade pornind din acest centru în afară, pentru a fi înlocuită, la o distanță suficient de mare, de un

spațiu vid infinit. Lumea stelelor ar constitui o insulă finită în oceanul infinit al spațiului.*

Această reprezentare este, în sine, puțin satisfăcătoare. Ea este și mai puțin satisfăcătoare dacă ținem seama de faptul că se ajunge la următoarea consecință: lumina emisă de stele și stelele izolate de sistemul stelar se vor deplasa constant spre infinit fără a mai reveni vreodată și fără a mai intra vreodată în interacțiune cu alte obiecte naturale. Universul materiei aglomerate într-o regiune finită sărăcește astfel sistematic puțin câte puțin.

Pentru a scăpa de aceste consecințe, Seeliger a modificat legea lui Newton, admitând că atracția a două mase descrește la distanțe mari mai repede decât arată legea inversului pătratelor distanțelor. Se obține astfel faptul că densitatea medie a materiei este constantă peste tot la infinit, fără ca prin aceasta să rezulte câmpuri gravitaționale infinite. Ne eliberăm astfel de reprezentarea incomodă a unui univers material ce ar poseda necesarmente un gen de centru. Fără îndoială, aceas-

* Justificarea acestei teze: După teoria lui Newton, într-o masă m ajunge un anumit număr de „linii de forță” venind de la infinit, număr proporțional cu masa m . Dacă densitatea ρ_0 a maselor din univers este constantă în centru, o sferă de volum V va închide în medie masa $\rho_0 V$. Numărul liniilor de forță ce pătrund prin unitatea de suprafață în această sferă este proporțional cu $\rho_0 \frac{V}{F}$ sau $\rho_0 R$. Intensitatea câmpului la suprafața sferei va crește deci la infinit odată cu raza acesteia, ceea ce este imposibil.

tă eliberare de dificultățile principale schițate aici se plătește printr-o modificare și o complicare a legii lui Newton, care nu pot fi întemeiate nici pe experiență și nici teoretic. S-ar putea imagina un număr de legi care ar oferi același rezultat fără a putea avea un temei pentru a prefera una dintre ele; deoarece toate aceste legi sunt la fel de puțin întemeiate, ca și legea lui Newton, pe principii generale teoretice.

31. Posibilitatea unui univers *finit* și totuși *nelimitat*

Speculațiile cu privire la structura universului s-au orientat și într-o altă direcție, complet diferită. Dezvoltarea geometriei neeuclidiene a condus la ideea că ne-am putea îndoi de *infinitatea* spațiului nostru, fără ca prin aceasta să intrăm în contradicție cu legile gândirii sau cu experiența (Riemann, Helmholtz). Acest lucru a fost expus deja de Helmholtz și Poincaré în detaliu și cu o limpezime ce n-ar putea fi depășită; de aceea aici nu voi încerca decât să schițez sumar problema.

Să ne imaginăm un mediu cu două dimensiuni și ființe plate cu instrumente plate, în particular cu rigle plate și rigide, în mișcare liberă într-un *plan*. Să presupunem că pentru ele nu există nimic în afara acestui plan și că mediul plan pe care ele îl observă direct și prin obiectele lor plate în planul lor este unul cauzal închis. În particular, construcțiile geometriei euclidiene a planului sunt realizabile

cu bastonașe, de exemplu construcția rețelei pe suprafața mesei, despre care am discutat în §24. Universul acestor ființe este, spre deosebire de universul nostru, bidimensional, dar, ca și universul nostru, el este infinit în întindere. Pe el au loc un număr infinit de pătrate egale din bastonașe, cu alte cuvinte, volumul lui (suprafața) este infinit. Are sens ca aceste ființe să spună că universul lor este „plan”, și anume în sensul că sunt posibile construcțiile geometriei plane euclidiene cu ajutorul bastonașelor, fiecare bastonaș reprezentând întotdeauna aceeași lungime independent de poziția sa.

Să ne imaginăm apoi un mediu cu două dimensiuni nu pe un plan, ci pe suprafața unei sfere. Ființele plate se află pe acest plan cu rigle și toate celelalte obiecte ale lor, și nu-l pot părăsi; întreaga lume a experienței lor se limitează aproape exclusiv la suprafața sferei. Ar putea aceste ființe să considere geometria lumii lor ca o geometrie euclidiană bidimensională, iar bastonașele ca expresii ale „distanței în linie dreaptă”? Nu. Deoarece încercând să traseze o linie dreaptă ei vor obține o curbă, pe care o vom desemna în geometria noastră „tridimensională” printr-un cerc mare, adică o curbă închisă de o lungime determinată și finită pe care o putem măsura cu ajutorul unei rigle. De asemenea, acest univers are o suprafață limitată, care se poate compara cu cea a unui pătrat format din bastonașe. Acest raționament este extrem de seducător, întrucât el conduce la următoarea idee: *Universul acestor ființe este finit și totuși nu are limite.*

Dar ființele de pe sferă n-au nevoie să călătorească mult pentru a-și da seama că ele nu locuiesc într-un univers euclidian. Ele se pot convinge de aceasta pe orice porțiune din lumea lor care nu este foarte mică. Ele vor trasa pornind dintr-un punct în toate direcțiile linii „drepte” (arcuri de cerc în geometria tridimensională) de aceeași lungime. Vom desemna prin „cerc” linia care unește extremitățile acestor lungimi. Raportul dintre circumferința unui cerc măsurată cu un bastonaș și diametrul lui, măsurat cu același bastonaș, este, conform geometriei plane euclidiene, egal cu o constantă π , care este independentă de diametrul cercului. Pentru acest raport teoria noastră va găsi pe suprafața sferei valoarea

$$\pi \frac{\sin\left(\frac{r}{R}\right)}{\frac{r}{R}},$$

adică o valoare inferioară lui π și care se îndepărtează cu atât mai mult de π cu cât raza r a cercului în raport cu raza R a „universului sferic” considerat va fi mai mare. Din această relație ființele de pe sferă pot să deducă raza R a universului lor, chiar dacă ele nu au la dispoziție pentru măsurători decât o parte relativ mică din sfera lor. Dar dacă această parte este prea mică, ele nu mai pot să constate că se află într-un univers sferic și nu într-un plan euclidian; o parte mică a suprafe-

tei unei sfere se distinge puțin de partea echivalentă a unui plan.

Astfel, dacă ființele universului sferic ar locui pe o planetă al cărei sistem solar n-ar cuprinde decât o porțiune infinit mică a universului sferic, ele n-ar avea posibilitatea să decidă dacă locuiesc într-o lume finită sau infinită, întrucât porțiunea de univers accesibilă experimentelor lor este, în ambele cazuri, practic un plan, respectiv unul euclidian. Intuiția ne arată imediat că pentru aceste ființe circumferința cercului crește odată cu raza până la „limita universului”, pentru ca apoi, odată cu creșterea în continuare a razei, aceasta să descrească treptat până la zero. Suprafața cercului va crește atunci mereu, până când ea va deveni egală cu suprafața totală a întregului univers sferic.

Cititorul s-ar putea mira de faptul că am plasat ființele noastre pe o sferă și nu pe o altă suprafață închisă. Acest fapt își are justificarea în aceea că sfera se distinge în raport cu toate celelalte suprafețe închise prin proprietatea de a avea toate punctele echivalente. Raportul dintre circumferința u a unui cerc și raza sa va depinde de raza sa r ; dar, pentru o valoare dată a lui r , el este același pentru toate punctele suprafeței sferei; universul sferic constituie o „suprafață de curbura constantă”.

Există un analog tridimensional pentru acest univers sferic bidimensional, spațiul sferic tridimensional pe care l-a descoperit Riemann. Punctele lui sunt de asemenea toate echivalente. El posedă un volum finit, depinzând de „raza” sa R ($2\pi^2 R^3$). Ne

putem oare reprezenta un spațiu sferic? A ne reprezenta un spațiu înseamnă a ne reprezenta un ansamblu de experiențe „în spațiu”, adică de experiențe pe care le-am putea realiza prin mișcarea corpurilor „rigide”. În acest sens, poate fi reprezentat spațiul sferic.

Dintr-un punct vom trasa linii drepte în toate direcțiile (utilizând sfori) și vom pune pe fiecare dintre ele aceeași lungime r cu rigla de măsură. Toate extremitățile acestor lungimi se vor afla pe suprafața unei sfere. Putem să măsurăm suprafața acestei sfere (F) cu pătrate ale căror laturi sunt egale cu rigla. Dacă universul este euclidian, atunci $F = \pi r^2$. Dacă universul este sferic, atunci F va fi mereu mai mic decât πr^2 . F crește odată cu creșterea lui r de la zero până la un maximum determinat de „raza universului”, iar pentru creșterea ulterioară a razei sferei r va descrește din nou până la zero. Liniile drepte radiale ce pornesc dintr-un punct de origine se vor îndepărta din ce în ce mai mult unele de altele, după aceea se vor apropia din nou, pentru ca în final să convergească la „polul” punctului de origine; ele au măsurat, în toată întinderea sa, spațiul sferic. Ne putem convinge ușor că spațiul sferic tridimensional este complet analog celui bidimensional (suprafața unei sfere). El este finit (adică de volum finit), fără a avea limite.

Să observăm că există și un tip degenerat de spațiu sferic, „spațiul eliptic”. El poate fi conceput ca un spațiu sferic în care punctele polare sunt iden-

tice (nu pot fi distinse). Un univers eliptic ar putea fi atunci considerat, într-un anumit sens, un univers sferic simetric centrat.

Din cele spuse până acum rezultă că ne putem imagina spații închise care nu au limite. Printre acestea, spațiul sferic (sau eliptic) se distinge prin simplitatea sa, întrucât toate punctele sale sunt echivalente. Pentru fizicieni și astronomi se pune astfel întrebarea extrem de interesantă de a afla dacă universul în care ne aflăm noi este infinit sau finit în genul universului sferic. Experiența nu este suficientă pentru a răspunde la această întrebare; dar teoria generală a relativității permite să răspundem cu o certitudine relativă; ea oferă de asemenea și soluția la dificultatea enunțată în §30.

32. Structura spațiului conform teoriei generale a relativității

Conform teoriei generale a relativității, proprietățile geometrice ale spațiului nu sunt independente, ci depind de materie. De aceea nu putem spune nimic despre structura geometrică a universului dacă nu se presupune cunoscută starea materiei. Experiența ne-a învățat că, prin alegerea convenabilă a sistemului de coordonate, vitezele stelelor sunt mici în raport cu viteza de propagare a luminii. De aceea, într-o primă aproximație, putem cunoaște în mare constituția universului considerând materia imobilă.

Știm deja din explicațiile anterioare că riglele și ceasornicele sunt influențate în comportamentul lor de câmpurile gravitaționale, cu alte cuvinte de distribuția materiei. Din aceasta decurge că, în universul nostru, nu se poate pune problema validității exacte a geometriei euclidiene. Dar ne putem imagina că universul nostru diferă puțin de un univers euclidian; această idee se justifică prin aceea că, prin calcul, se poate arăta influența extrem de redusă a maselor asupra metricii spațiului înconjurător, chiar dacă masele ar avea mărimea Soarelui. Ne-am putea imagina că, din punct de vedere geometric, se comportă ca o suprafață de curbura neregulată în detaliu, dar care nu diferă nicăieri prea mult de un plan, de exemplu ca suprafața unei mări ondulate de mici valuri. Am putea numi pe bună dreptate acest univers un „univers cvasi-euclidian”. El ar fi spațial infinit. Calculul ne arată însă că într-un univers cvasi-euclidian densitatea medie a materiei trebuie să fie nulă. Un asemenea univers n-ar putea fi populat peste tot cu materie; el ne-ar oferi imaginea nesatisfăcătoare pe care am schițat-o în §30.

Dar universul nu este cvasi-euclidian dacă densitatea medie a materiei diferă oricât de puțin de zero. Calculul ne arată, dimpotrivă, că el va fi necesarmente sferic (sau eliptic), dacă materia ar prezenta o densitate uniformă. Întrucât în realitate materia nu este repartizată uniform, universul real nu prezintă în mod riguros proprietățile unui uni-

vers sferic; el trebuie să fie cvasisferic. Dar el va trebui în mod necesar să fie finit. Teoria oferă chiar o corelație simplă între întinderea universului în spațiu și densitatea medie a materiei.*

* Pentru raza R a universului se obține ecuația $R^2 = \frac{2}{\chi\rho}$.
 Luând sistemul C.G.S., $\frac{2}{\chi} = 1,08 \cdot 10^{27}$; ρ este densitatea medie a materiei.

CUPRINS

<i>Cuvânt înainte</i>	5
-----------------------------	---

Partea întâi

DESPRE TEORIA SPECIALĂ A RELATIVITĂȚII

1. Conținutul fizic al propozițiilor geometrice ..	9
2. Sistemul de coordonate	12
3. Spațiul și timpul în mecanica clasică	15
4. Sistemul de coordonate galilean	17
5. Principiul relativității (în sens restrâns)	18
6. Teorema compunerii vitezelor în mecanica clasică	21
7. Incompatibilitatea aparentă a legii propagării luminii cu principiul relativității	22
8. Noțiunea de timp în fizică	25
9. Relativitatea simultaneității	29
10. Despre relativitatea conceptului de distanță spațială	32
11. Transformarea Lorentz	33
12. Comportamentul riglelor și ceasornicelor în mișcare	38
13. Teorema de compunere a vitezelor. Experiența lui Fizeau	40

14. Valoarea euristică a teoriei relativității	44
15. Rezultatele generale ale teoriei	45
16. Teoria specială a relativității și experiența ..	50
17. Spațiul cvadridimensional al lui Minkowski ..	55

Partea a doua

DESPRE TEORIA GENERALĂ A RELATIVITĂȚII

18. Principiul special și cel general al relativității ...	61
19. Câmpul gravitațional	64
20. Identitatea maselor grea și inerțială ca argument pentru postulatul general al relativității	67
21. În ce măsură fundamentele mecanicii clasice și ale teoriei speciale a relativității sunt nesatisfăcătoare?	72
22. Unele consecințe ale principiului general al relativității	74
23. Comportamentul ceasornicelor și etaloanelor de lungime într-un sistem de referință în mișcare de rotație	78
24. Continuul euclidian și neeuclidian	82
25. Coordonate gaussiene	86
26. Continuul spațio-temporal al teoriei speciale a relativității — continuu euclidian	90
27. Continuul spațio-temporal al teoriei generale a relativității nu este un continuu euclidian ..	92
28. Formularea exactă a principiului general al relativității	95
29. Soluția problemei gravitației pe baza principiului general al relativității ..	98

Considerații asupra universului ca întreg	103
30. Dificultățile cosmologice ale teoriei newtoniene	103
31. Posibilitatea unui univers <i>finit</i> și totuși <i>nelimitat</i>	105
32. Structura spațiului conform teoriei generale a relativității	110

1905 a fost un an miraculos pentru știință. Albert Einstein publică trei lucrări: una ținând încă de domeniul fizicii clasice (în care dă o descriere a mișcării browniene), o alta despre efectul fotoelectric (și care avea să stea la baza dezvoltării ulterioare a mecanicii cuantice) și, în fine, articolul apărut în *Zeitschrift für Physik*, „Asupra electrodinamicii corpurilor în mișcare“, actul de naștere al teoriei relativității. Unsprezece ani mai târziu, Einstein lărgeste cadrul inițial al teoriei (relativitatea restrânsă) într-o descriere care include și câmpul gravitațional (relativitatea generală) și care modifică încă mai violent percepția comună asupra realității.

În 1917, Einstein publică singura sa lucrare în care prezintă publicului larg ideile ce stau la baza recentelor sale rezultate: *Teoria relativității pe înțelesul tuturor*. Cartea, remarcabilă prin simplitate și claritate, e mărturia capacității lui Einstein de a privi lumea fără idei științifice preconcepute și de a ajunge până la esența ultimă a lucrurilor, în punctul în care intuiția încearcă să surprindă principiile fizicii, iar imaginația construiește experimente mintale sugestive. *Teoria relativității pe înțelesul tuturor* e o mărturie excepțională pentru fizicieni și, în același timp, laboratorul gândirii lui Einstein în care pot pătrunde și cei neinițiați.

Alte apariții la Humană

ALBERT EINSTEIN

Cum văd eu lumea

Cuvinte memorabile

STEPHEN HAWKING

Visul lui Einstein și alte eseuri

Scurtă istorie a timpului

Universul într-o coajă de nucă

ISBN 978-973-50-2783-4

